www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

3e JAARGANG NUMMER 7 JULI 1938

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

HET RUISCHEN VAN ONTVANGTOESTELLEN

door M. ZIEGLER. 621.396.822

In dit artikel wordt eerst behandeld het ruischen van ontvangtoestellen als acoustisch verschijnsel. Daarna wordt ingegaan op de voornaamste ruischbronnen van toestellen: de eerste afstemkringen en de eerste versterkerbuizen. Als geschikte grootheden om een radiotoestel met betrekking op het ruischen te beoordeelen worden de begrippen ruischspanning en specifieke ruischspanning ingevoerd. Nader wordt onderzocht, welke maatregelen genomen kunnen worden om het ruischen laag te houden en in welke gevallen het gebruik van weinig ruischende lampen voordeelen biedt. Na eenige opmerkingen over de toelaatbare spanningsverhouding van geruisch en signaal wordt tenslotte ingegaan op het verloop van de ruischspanning als functie van de signaalsterkte en speciaal op de invloed van de automatische versterkingsregeling op dit verloop.

Inleiding

Tengevolge van de thermische beweging der electriciteit in geleiders ontstaan tusschen twee punten van een electrische keten onregelmatige spanningfluctuaties. In versterkerbuizen ontstaan tengevolge van de corpusculaire structuur der electriciteit fluctuaties van de anodestroom om zijn gemiddelde waarde. In dit tijdschrift werd reeds eerder uiteengezet, dat deze spanning- en stroomfluctuaties volkomen ongeordend zijn en voorgesteld kunnen worden door een spectrum, waarin alle frequenties even sterk zijn vertegenwoordigd. Deze wisselspanningen en wisselstroomen zijn zeer klein en niet zonder meer waar te nemen. Wanneer ze echter voldoende worden versterkt, bijv. een millioen maal, en door een luidspreker gestuurd worden, zullen zij aanleiding geven tot onregelmatige luchttrillingen; de indruk, die deze luchttrillingen op het gehoor maken, noemt men geruisch. Meer bekende voorbeelden van geruisch zijn: het ritselen van bladeren of het geluid van zachte regen in het bosch.

Het ruischen als acoustisch verschijnsel

In de bovengenoemde electrische trillingen zijn, zooals reeds opgemerkt, alle frequenties even sterk vertegenwoordigd, in de luchttrillingen echter niet. Immers niet alle frequenties worden in dezelfde mate versterkt en de luidspreker zelf is niet voor alle frequenties even gevoelig.

De klankindruk, die de onregelmatige luchttrillingen op het gehoor maken, hangt af van de verdeeling van de intensiteit der componenten van het acoustische ruischspectrum; die indruk is bijv. duidelijk verschillend, naarmate de hooge frequenties relatief meer of minder zijn vertegenwoordigd dan de lage frequenties en het is duidelijk, dat men in dat geval onderscheid kan maken tusschen een hoog, scherp geruisch en een laag, dof geruisch. Indien tusschen versterker en luidspreker een filter geschakeld wordt, dat een zekere smalle frequentieband doorlaat, dan zal het geruisch meer de indruk van een bepaalde toon maken en dit is des te duidelijker, naarmate de bandbreedte kleiner wordt gemaakt.

Ook de sterkte-indruk, die geruisch op het gehoor maakt, is sterk afhankelijk van de spectrale verdeeling der luchttrillingen. Een hoog en een laag geruisch, welke dezelfde trillingsenergie vertegenwoordigen, zullen op het gehoor niet dezelfde indruk van sterkte maken. Sterkte-appreciatie's van het ruischen zullen bovendien individueel sterk uiteen loopen, daar oorgevoeligheidskrommen van verschillende menschen sterk kunnen verschillen.

Weergave van een signaal, muziek of spraak, wordt principieel steeds vergezeld door het boven beschreven geruisch, waarvan de sterkte vooral afhangt van de voor het signaal benoodigde versterking. Wanneer dit geruisch niet zeer klein is

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vergeleken bij het gewenschte signaal, dan zal het een hoorbare, min of meer storende, achtergrond vormen, ja, zelfs zal het wel eens de spraak onverstaanbaar, de muziek ongenietbaar kunnen maken. Het spreekt vanzelf, dat men steeds zal trachten deze storing zoo gering mogelijk te maken: met andere woorden men wil de sterkte-indruk van het geruisch zoo klein mogelijk maken ten opzichte van de sterkte van het gewenschte signaal. Nu hebben wij zoo juist gezien, dat de sterkte-indruk van het geruisch wordt beinvloed door zijn spectrale intensiteitsverdeeling; dus zal hier deze verdeeling, met andere woorden de frequentie-karakteristiek van versterker en luidspreker samen van invloed zijn op de hoorbaarheid en hinderlijkheid van het geruisch. Waar een gedetailleerde behandeling hiervan ons te ver zou voeren willen wij ons hier beperken tot de meest algemeene beschouwingen.

Vraagt men naar de gunstigste frequentie-karakteristiek, dan ligt het allereerst voor de hand, dat de frequenties die nooit in het gewenschte signaal voorkomen, niet versterkt hoeven te worden; het toevoegen van nieuwe frequenties tot het spectrum van het ruischen zal, als de energie van de rest onveranderd blijft, de ruischindruk slechts kunnen vergrooten, in dat geval zonder eenig nut voor de weergave van het gewenschte signaal.

Dit principe kan men verder uitstrekken, en frequentiegebieden, die niet van essentiëel belang zijn voor de weergave van muziek of spraak, geheel weglaten. Het is bekend, dat men, om spraak verstaanbaar weer te geven, kan volstaan met frequenties tusschen 300 en 2000 Hz en veel muziek behoudt een natuurlijk karakter wanneer frequenties beneden 150 en boven 3000 Hz afgesneden worden. Snijdt men de hooge frequenties af, dan verdwijnt het hooge scherpe ruischen, de energie van spraak of muziek wordt daarbij vaak slechts weinig minder, men krijgt de indruk, dat het toestel minder ruischt. Dit kan elke bezitter van een ontvangtoestel constateeren, wanneer hij bij ontvangst van een zwak station, met behulp van de toonregelaar, de versterking der hooge frequenties verzwakt.

Dit beinvloeden van de karakteristiek om de indruk van de sterkteverhouding tusschen het signaal en het ruischen gunstiger te maken, gaat ten koste van de kwaliteit van de weergave. De intensiteitsverhouding van de verschillende frequenties moet immers in de weergave liefst precies dezelfde zijn als in de oorspronkelijke muziek of spraak, zoodat de gevoeligheid van de geheele zend- en ontvanginstallatie, waaronder versterker en luidspreker, voor alle frequenties even groot moet zijn, ook voor die frequenties (de hoogste en de laagste), welke slechts in mindere mate voorkomen.

Door verzwakking der hooge tonen bij een toestel, dat de hoogste tonen op de juiste manier weergeeft (bijv. door tusschenschakelen van een geschikt laagdoorlatend filter of eenvoudiger, door plaatsen van een condensator tusschen de luidsprekerklemmen) zal men het toestel allicht minder kunnen laten ruischen, dit echter ten koste van de getrouwe weergave. Let men speciaal op het ruischen, dan zal men het veranderde toestel beter vinden; er moet hier dus een compromis gesloten worden tusschen kwaliteit en afwezigheid van ruischen, of beter, men moet de kwaliteit (getrouwheid) van het toestel aanpassen aan de omstandigheden: is het niveau van het ruischen zoo laag, dat men het ruischen niet hoort, dan kan men rekening houden met de hoogste eischen van getrouwe weergave; is echter het ruischniveau zoo hoog, dat men er last van begint te krijgen, dan is het wenschelijk, dat het frequentiespectrum van de weergave wordt beperkt tot de meest noodzakelijke frequenties.

Indien men beoordeelen wil, welk van twee toestellen met betrekking tot het ruischen gunstiger geconstrueerd is, dan is het duidelijk, dat het niet juist is om het geruisch van een toestel, dat de hoogste en laagste frequenties goed weergeeft, zonder meer te vergelijken met het geruisch van een toestel, dat slechts een beperkt gebied van frequenties weergeeft. Immers het geruisch van het eerstgenoemde toestel zal zeker minder worden, wanneer zijn frequentiekarakteristiek gelijk gemaakt wordt aan die van het tweede, wat nog altijd mogelijk is door afsnijden van de hoogste en laagste frequenties. Wij willen dus *voor het vergelijken van het ruischen van twee apparaten de weergave-karakteristieken gelijk maken:* alleen dan komen zuiver tot uiting de verschillen in plaats en intensiteit van de ruischbronnen in apparaten van verschillend type of fabrikaat. De invloed hiervan, die in het algemeen zwaarder weegt dan de invloed van de weergave-karakteristiek, zullen wij nu nader gaan bespreken.

Voornaamste bronnen van geruisch

Evenals in de vroegere artikelen in dit tijdschrift over dit onderwerp [1]), zullen wij abnormale bronnen van geruisch buiten beschouwing laten en ons beperken tot die bronnen, waarvan de aanwezigheid

[1]) M. Ziegler: De oorzaken van het ruischen in versterkers, Philips techn. T. **2**, 136, 1937; De bijdrage van versterkerbuizen tot het ruischen van versterkers, Philips techn. T. **2**, 329, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

onafscheidelijk verbonden is aan het principe der gebruikte versterkers, nl. de thermische beweging der electriciteit in electrische ketens en het hageleffect van de anodestroom van versterkerbuizen. Men kan de invloed van beide effecten voorstellen door in serie met elke weerstand R een fluctuatie-EMK te onderstellen, waarvan de gemiddelde kwadratische waarde $\overline{V^2}$ evenredig is met die weerstand en op elke anodestroom een fluctuatie gesuperponeerd te denken, waarvan de gemiddelde kwadratische waarde evenredig is met de gemiddelde anodestroom $\bar{I}$. Voor elk frequentiebandje $\Delta\nu$ krijgt men resp. de bijdragen

$$\Delta\overline{V^2} = 4\,kT\,R\,\Delta\nu, \quad \cdots\cdots \quad (1)$$

$$\Delta\,\overline{(I_a - \bar{I}_a)^2} = F_a^2\,2\,e\,\bar{I}_a\,\Delta\nu \cdot \quad \cdots\cdots \quad (2)$$

In een versterker, die bestaat uit electrische ketens en versterkerbuizen, zijn dus op vele plaatsen bronnen van geruisch aanwezig. Al deze fluctuaties zijn geheel onafhankelijk van elkaar en het gemiddelde kwadraat van de totale fluctuaties is dientengevolge gelijk aan de som van de kwadraten van de bijdragen van de afzonderlijke fluctuatiebronnen. Niet allen zullen in dezelfde mate bijdragen tot het geruisch, dat uit de luidspreker komt, daar sommige ruischspanningen veel meer worden versterkt dan anderen. In de meeste gevallen is de uitwerking der thermische fluctuaties in de schakelingselementen vóór de eerste versterkerbuis en van de spontane anodestroomfluctuaties van deze eerste buis overwegend boven de rest, omdat deze fluctuaties door het grootste aantal buizen worden versterkt. Stel bijv., dat de versterking van de eerste buis 10 maal bedraagt, dan is de bijdrage van een ruischspanning tusschen het rooster en de kathode van de eerste buis tot de totale ruischenergie 10^2 maal zoo groot als de bijdrage van een even groote spanning op de anode van deze versterkerbuis. Deze laatste bijdrage kan men dan practisch verwaarloozen. Voor een ontvangtoestel volgens het algemeene schema van *fig. 1* heeft men in zulk een geval slechts te rekenen met de fluctuaties van de electriciteit in de eerste kring en het hageleffect in de eerste versterkerbuis. De eersten geven aanleiding tot een spanning op de afgestemde kring, welke voor een smal frequentiegebied aan weerskanten van de resonantiefrequentie gegeven wordt door

$$\Delta\overline{V_k^2} = 4\,kT\,R_k\,\Delta\nu, \quad \cdots\cdots \quad (3)$$

waarin R_k voorstelt de parallel-weerstand van de afgestemde kring [2]).

De invloed van het hageleffect komt overeen met die van een wisselspanning V_b op het rooster van de eerste versterkerbuis:

$$\Delta\overline{V_b^2} = F_a^2\,\frac{2\,eI_a}{S^2}\,\Delta\nu, \quad \cdots\cdots \quad (4)$$

waarin S voorstelt de steilheid van de buis [3]).

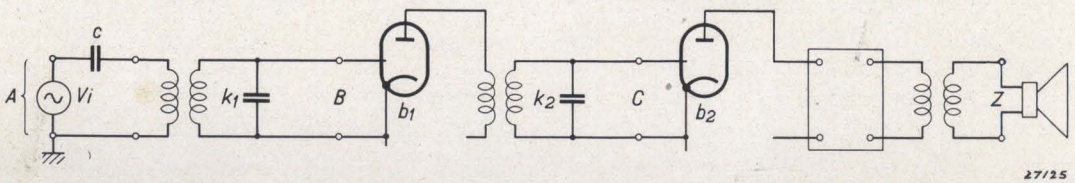


Fig. 1. Plaats van de ruischbronnen in een ontvangtoestel. De voornaamste ruischbronnen zijn: eerste kring k_1 en eerste versterkerbuis b_1, tweede kring k_2 en tweede versterkerbuis b_2. De in de ontvanger geinduceerde EMK V_i werkt in A. C stelt voor de capaciteit der antenne. Het kastje stelt voor het niet geteekende deel van het apparaat. V_i veroorzaakt in B, C en Z de spanningen $V_i\,\gamma^{AB}$, $V_i\,\gamma^{AC}$, $V_i\,\gamma^{AZ}$.

De totale kwadratische spanning op het rooster van de eerste buis, waarmede hier dus gerekend moet worden, is de som van beide bovenstaande bijdragen:

$$\Delta\overline{V^2} = \Delta\overline{V_k^2} + \Delta\overline{V_b^2} = \left(4\,kT\,R_k + F_a^2\,\frac{2\,eI_a}{S^2}\right)\Delta\nu\,. \quad (5)$$

In plaats van de anodestroom I_a, de steilheid S en de ruischfactor F^2 kan men in verg. (5) gebruiken de reeds eerder in dit tijdschrift [3]) ingevoerde ruischweerstand R_b, dit is de waarde van de weerstand tusschen rooster en kathode van een versterkerbuis, waarvan de thermische fluctuatie-EMK een even sterke bijdrage levert tot het ruischen als de buis zelf. Verg. (5) heeft dan de vorm:

$$\Delta\overline{V^2} = 4\,kT\,(R_k + R_b)\,\Delta\nu \cdot \quad \cdots \quad (6)$$

[2]) Voor een smal frequentiegebied aan weerskanten van de resonantiefrequentie gedraagt de kring zich als een weerstand R_k, zoodat men zonder meer formule (3) mag toepassen. Men komt tot precies hetzelfde resultaat, indien men uitgaat van de fluctuatie-EMK van de spoelweerstand en met behulp van de wetten van Kirchhoff uitrekent welke spanning daardoor ontstaat op de klemmen van de condensator.

[3]) Philips techn. T. **2**, 329, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Verhouding van signaal en geruisch

Om nu na te gaan, welke storende werking de invloed van de boven behandelde ruischbronnen heeft bij een bepaalde sterkte van het gewenschte signaal, zouden wij de geluidsindrukken van storing en geluid ter plaatse van de waarnemer moeten vergelijken. De practische conclusies, wat betreft de constructie van het toestel, zullen echter, zooals later zal blijken, in wezen dezelfde blijven, indien wij de frequentiekarakteristiek van de luidspreker en de oorgevoeligheidskromme niet in rekening brengen en dus volstaan met een vergelijking van de electrische energieën van geruisch en signaal, welke aan het luidsprekerspoeltje toegevoerd worden.

Wij stellen ons voor, dat de ontvanger afgestemd is op een draaggolf van de frequentie ν, welke een spanning V_i in de antenne induceert. Deze draaggolf zij sinusvormig gemoduleerd: modulatiediepte m, modulatiefrequentie s. Deze modulatie is, zooals bekend, voor te stellen door de aanwezigheid van twee zijbanden met de frequenties $\nu + s$ en $\nu - s$ en de amplitude $^1/_2\ mV_i$. Deze zijbanden worden samen met de draaggolf versterkt. Bij eventueele toepassing van het superheterodyne principe worden de frequenties van draaggolf en zijbanden eenzelfde bedrag kleiner of grooter. Na detectie en laagfrequente versterking ontstaat als resultaat van samenwerking van de draaggolf en één van de zijbanden aan de uitgangsklemmen een sinusvormige wisselspanning van de frequentie s en de grootte

$$^1/_2\ m\ V_i\ \gamma_s{}^{AZ}.$$

Hierin is $\gamma_s{}^{AZ}$ een factor, die wij de versterking tusschen de punten A en Z van fig. 1 kunnen noemen. Deze versterking is afhankelijk van de modulatiefrequentie (vandaar de index s) en zal in het algemeen ook afhangen van de sterkte van de draaggolf.

De laagfrequente trillingen, afkomstig van de beide zijbanden, zijn in het algemeen in phase en wij kunnen onderstellen, dat de versterking voor beiden dezelfde waarde heeft. De totale amplitude van de signaalspanning is dan juist het dubbele, nl.

$$V_s = m\ V_i\ \gamma_s{}^{AZ} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (7)$$

Nu worden de spanningsfluctuaties van het ruischen precies op dezelfde wijze versterkt als de zijbanden van de ontvangen draaggolf, men kan ze dan ook beschouwen als een soort modulatie van deze draaggolf. In tegenstelling tot de zijbanden zijn echter de laagfrequente spanningsfluctuaties, afkomstig van de frequenties $\nu+f$ en $\nu-f$ in de fluctuaties, niet in phase, maar hebben een willekeurige phaserelatie. Het gemiddelde kwadraat van de fluctuatiespanning aan de uitgangszijde is derhalve gelijk aan de som van de gemiddelde kwadraten van de versterkte spanningsfluctuaties voor alle frequentie-intervallen aan beide zijden van de draaggolf en wordt gegeven door:

$$\overline{V^2} = \Sigma\ 4\ kT\ (R_k + R_b)\ (\gamma_f{}^{BZ})^2\ \Delta f \cdot \cdot \quad (8)$$

γ^{BZ} stelt voor de versterking tusschen B en Z in fig. 1 [4]).

Indien wij nu, evenals in het geval van de sinusvormige modulatie, onderstellen, dat de versterking voor de frequentie $\nu - f$ dezelfde is als voor de frequentie $\nu + f$, dan kunnen wij de som over alle frequenties vervangen door tweemaal de integraal van 0 tot ∞. Het resultaat kan nu geschreven worden in de vorm:

$$\overline{V^2} = 8\ kT\ (R_k + R_b)\ (\gamma_s{}^{BZ})^2 \int_0^\infty \left(\frac{\gamma_f{}^{BZ}}{\gamma_s{}^{BZ}}\right)^2 \mathrm{d}f \cdot \quad (9)$$

De integraal in verg. (9) heeft de dimensie van een frequentie; zij hangt samen met de „getrouwheid" van het toestel en wordt aangeduid door de letter G.

Indien wij rekening willen houden met de frequentiekarakteristiek van de luidspreker en de gevoeligheidskromme van het oor, dan kunnen deze factoren mede worden opgenomen in de versterking $\gamma_f{}^{BZ}$. Hierdoor kan de waarde van G iets anders worden, maar verder treedt geen verandering op in de boven uitgevoerde rekening.

Door (7) en (9) op elkaar te deelen verkrijgen wij tenslotte de verhouding van de electrische energie van geruisch en signaal:

$$\frac{\overline{V^2}}{V_s{}^2} = \frac{8\ kT\ (R_k + R_b)}{m^2\ V_i^2} \left(\frac{\gamma_s{}^{BZ}}{\gamma_s{}^{AZ}}\right)^2 \cdot G =$$

$$= \frac{8\ kT\ (R_k + R_b)}{(\gamma_s{}^{AB})^2\ m^2\ V_i^2}\ G, \cdot \cdot \cdot \quad (10)$$

waarin γ^{AB} voorstelt de versterking tusschen de antenne en de fluctuatiebron (het rooster van de eerste versterkerbuis). De verhouding van geruisch en signaal hangt blijkbaar niet af van de grootte

[4]) γ^{BZ} hangt evenals γ^{AZ} van de waarde van het ingangssignaal af. Indien dat signaal zeer klein is, werkt de detector nog in het kwadratische deel van zijn karakteristiek en een toename van V_i verbetert dan de detectiewerking, zoodat γ^{BZ} toeneemt. Neemt V_i nog meer toe, dan zal tenslotte de detectie niet meer beter worden en zal tengevolge van de automatische versterkingsregeling, die dan meestal in werking treedt, de versterking afnemen. Voert men aan een ontvangtoestel een zeer zwak signaal toe en laat men dit toenemen, dan zal men inderdaad eerst een versterking van het ruischen waarnemen en daarna een verzwakking.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

der versterking γ^{BZ}. Voor de onsamenhangende fluctuaties, die het ruischen veroorzaken, geldt dus, evenals voor elke andere vorm van storing, dat hun verhouding tot het gewenschte signaal dezelfde blijft, ongeacht de op signaal en storing toegepaste versterking.

Ruischspanning

Wij hebben gezien, dat aan de uitgang van het apparaat de verhouding van het signaal tot het geruisch, afkomstig van de eerste lamp en de eerste kring, niet afhangt van de versterking γ^{BZ}. Behalve het ingangssignaal V_i en zijn modulatiediepte treedt slechts op het kwadraat van de grootheid:

$$\sqrt{8\,kT\,(R_k + R_b)\,G}/(\gamma^{AB}).$$

De bovenstaande grootheid heeft een eenvoudige beteekenis, zij is namelijk juist de middelbare waarde van de fluctuatiespanning van de eerste buis en de eerste kring, gedeeld door de versterking tusschen de antenne en het rooster van de eerste buis en geeft dus aan, hoe groot een fluctuatie-EMK, werkende op dezelfde plaats als het te versterken signaal, zou moeten zijn om een ruischen te veroorzaken, gelijk aan de bijdrage van eerste kring en eerste buis. Deze waarde noemen we de ruischspanning V_r van het toestel.

Tot nu toe werden alleen de spanningsfluctuaties in de eerste buis en de eerste kring in aanmerking genomen. In het volgende zullen we ook rekening houden met de bijdrage van de tweede lamp en de tweede kring (plaats C in fig. 1) en verkrijgen voor de ruischspanning dus de uitdrukking:

$$V_r^2 = 8\,kT\left[\frac{R_{k1} + R_{b1}}{(\gamma_s^{AB})^2}\,G_1 + \frac{R_{k2} + R_{b2}}{(\gamma_s^{AC})^2}\,G_2\right] \cdot \quad (11)$$

In het algemeen zal de versterking tusschen B en C onafhankelijk zijn van de frequentie in het gebied der frequenties, die tot G bijdragen. Dan is $G_1 = G_2 = G$.

Door verder in aanmerking te nemen, dat

$$\gamma^{AC} = \gamma^{AB}\,\gamma^{BC},$$

kan men verg. (12a) vereenvoudigen tot:

$$V_r^2 = 8\,kT\,G\,\frac{\left[R_{k1} + R_{b1} + \dfrac{R_{k2} + R_{b2}}{(\gamma_s^{BC})^2}\right]}{(\gamma_s^{AB})^2} \cdot \cdot \quad (12)$$

De uitdrukking tusschen haakjes heeft de dimensie van een weerstand en zal in het volgende kortheidshalve voorgesteld worden door $\mathfrak{R}$.

Specifieke ruischspanning

In het begin van dit artikel werd reeds uiteengezet, dat wij ons in hoofdzaak zullen interesseeren voor het verschil in ruischen, dat nog op kan treden tusschen verschillende toestellen, nadat de frequentiekarakteristieken van de weergave identiek zijn gemaakt. Dit beteekent, dat de ruischspanningen op dezelfde waarde van G betrekking hebben. Wij zullen voor G steeds de waarde 1000 sec^{-1} nemen en noemen de ruischspanning, welke hierop betrekking heeft, de specifieke ruischspanning V_{rsp}. Uit verg. 12 volgt:

$$\begin{aligned} V_{rsp}^2 &= 8000\,kT\,\mathfrak{R}/(\gamma_s^{AB})^2 \\ &= 0{,}322\cdot 10^{-4}\,\mathfrak{R}/(\gamma_s^{AB})^2\ (\mu\text{V})^2 \cdot \cdot \quad (13) \end{aligned}$$

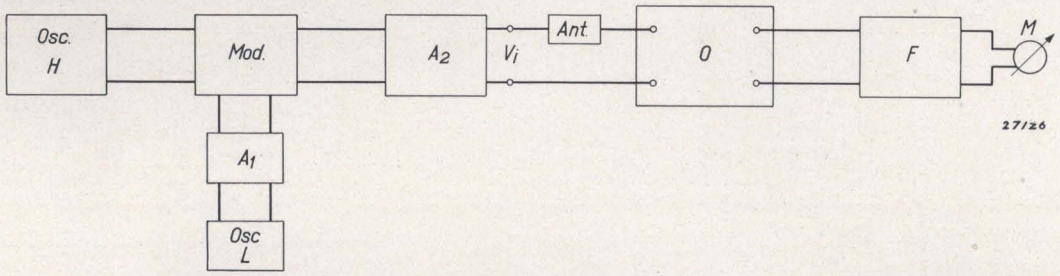


Fig. 2. Schema van een opstelling voor de meting van de specifieke ruischspanning van ontvangtoestellen. In de modulator wordt de hoogfrequente spanning van de oscillator H gemoduleerd door middel van een 500 per. wisselspanning uit de oscillator L, waarvan de amplitude met de verzwakker A_1 op elke waarde ingesteld kan worden. De gemoduleerde spanning wordt met A_2 verzwakt tot de gewenschte waarde V_i en wordt aan de antenneklemmen van het ontvangtoestel toegevoerd over de kunstantenne. De kwadratische meter M is over een bandfilter F (doorlaatgebied 300 - 1300 Hz) aan het toestel verbonden en wijst de electrische energie aan van de modulatietoon en van het ruischen binnen de doorgelaten band.

Experimenteele bepaling van de (specifieke) ruischspanning van een ontvangtoestel

De practische beteekenis van de ruischspanning of specifieke ruischspanning zal duidelijker worden door een bespreking van de wijze, waarop zij proefondervindelijk wordt bepaald.

In de opstelling van *fig. 2* zijn antenne- en aard-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

klemmen van het te onderzoeken toestel over een kunstantenne aangesloten op een meetzender, die een sinusvormige spanning afgeeft van bepaalde grootte en van een frequentie, waarop het toestel is afgestemd.

Inplaats van de luidsprekerspoel is een kwadratische meter van gelijke impedantie aangesloten. De meter zal tengevolge van ruischfluctuaties een uitslag vertoonen, die volgens verg. (9) (bij gebruik van de later ingevoerde afkortingen) overeenkomt met een kwadratische spanning van de waarde:

$$\overline{V^2} = 8\,kT\,G\,\mathfrak{R}\,(\gamma_s{}^{BZ})^2.$$

Wordt nu de draaggolf sinusvormig gemoduleerd met een frequentie s, dan wordt de uitslag vergroot door de toegevoegde toonenergie:

$$V_s{}^2 = (m\,V_i\,\gamma_s{}^{AZ})^2.$$

Men kan nu de modulatiediepte zoodanig instellen, dat de uitslag tengevolge van ruischen en toonenergie samen juist dubbel zoo groot is als de uitslag tengevolge van het ruischen alleen. Dan is de toonenergie gelijk aan de ruischenergie. De modulatiediepte, waarbij dit gebeurt, noemt men de ruischmodulatiediepte m_r. Uit deze definitie volgt:

$$m_r\,V_i\,\gamma_s{}^{AZ} = \sqrt{8\,kT\,R\,G}\;\gamma_s{}^{BZ},$$

$$m_r\,V_i = \sqrt{8\,kT\,R\,G}/\gamma_s{}^{AB} = V_r.$$

Wij zien hieruit, dat de ruischspanning gelijk is aan het product van antennesignaal en ruischmodulatiediepte. Het meten van de ruischspanning komt dus neer op het bepalen van de ruischmodulatiediepte bij een bekend antennesignaal.

Om nu de specifieke ruischspanning te verkrijgen moet men de ruischspanning vermenigvuldigen met $1000/G$. De hiervoor noodige bepaling van G is nogal omslachtig. Een handiger methode bestaat in het gebruik van een banddoorlatend filter, dat uitsluitend frequenties tusschen 300 en 1300 Hz doorlaat en dat tusschen de uitgangsklemmen van het toestel en de kwadratische meter wordt geschakeld. Daar de gevoeligheid van ontvangtoestellen in dit frequentiegebied in het algemeen vrij constant is, zal de waarde van G van de geheele opstelling met voldoende benadering 1000 Hz bedragen.

Een bijkomstig voordeel van het gebruik van zulk een uitgangsfilter is, dat de wisselspanning van 50 perioden en enkele harmonischen daarvan geëlimineerd worden. Deze van het net afkomstige fluctuaties kunnen anders in wisselstroom-ontvangtoestellen gemakkelijk aanleiding geven tot een storing van de ruischmeting.

De invloed van versterkerbuizen en trillingskringen op het ruischen van een toestel

Het streven naar een zoo klein mogelijke ruischspanning leidt volgens verg. (13) tot twee eischen:

1e. moet de „opslingering" γ^{AB}, d.w.z. de spanningsversterking tusschen de antenne en het rooster van de eerste lamp zoo groot mogelijk zijn,

2e. moet de totale ruischweerstand:

$$\mathfrak{R} = R_{k1} + R_{b1} + \frac{R_{k2} + R_{b2}}{(\gamma_s{}^{BC})^2} + \ldots$$

zoo klein mogelijk zijn.

Een groote waarde van γ^{AB} wordt verkregen door een vaste antennekoppeling en een trillingskring met een scherpe resonantiekromme. De eisch van een groote opslingering wordt ook gesteld met het oog op de gevoeligheid van het toestel en wij willen dit punt hier niet nader bespreken.

De waarde van de ruischweerstand hangt bij gegeven versterking af van de ruischweerstanden der versterkerbuizen en de parallelweerstanden der gebruikte kringen. Stelt men bepaalde eischen aan de versterking, selectiviteit, enz. dan worden daardoor de eigenschappen van de kringen, dus ook R_{k_1}, R_{k_2} enz. bepaald; bij gelijke versterking kunnen echter de bijdragen van de verschillende versterkerbuizen tot de ruischspanning sterk uiteenloopen.

Reeds eerder in dit tijdschrift (Ziegler l.c.) werd afgeleid, dat de ruischweerstand van een versterkerbuis gegeven is door

$$R_b = 20\,000\;F_a{}^2\,\frac{I_a}{S^2}\ \text{ohm}, \quad \cdots \quad (14)$$

waarbij I_a de anode-gelijkstroom in mA en S de steilheid in mA/V is. De factor $F_a{}^2$ heeft een waarde, variëerende tusschen 0,05 en 1.

In het volgende staatje vindt men de berekening van de ruischweerstand van de octode EK 2 (oscillator menglamp), van de hoogfrequent-penthode EF 5 en van de „silentode" EF 8.

	I_a	S	$F_a{}^2$	R_b
	mA	mA/V	—	Ω
EK 2	1,5	0,5	0,67	80 000
EF 5	8	1,7	0,27	15 000*
EF 8	8	1,8	0,062	3 200

*) In het onder noot [3]) geciteerde artikel werd voor de EF 5 een te lage waarde van R_b genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Wanneer de kringweerstanden groot zijn ten opzichte van de ruischweerstanden van de buizen, dan zal het vervangen van deze buizen door typen met kleinere ruischweerstand veel minder verbetering geven dan wanneer $\mathfrak{R}$ in hoofdzaak door de buizen is bepaald.

Ter illustratie van de verschillende practisch voorkomende verhoudingen zal voor drie apparaten de specifieke ruischspanning worden berekend en wel op de middengolf bij 1000 kHz, waar de kringweerstand 100 000 ohm kan bedragen en op korte golf bij 10 000 kHz, waar 8 000 ohm een normale waarde voor R_k is.

Het eerste toestel heeft als eerste lamp een octode EK 2, de twee anderen beginnen met een trap hoogfrequentversterking vóór de menglamp; de gebruikte lampen zijn resp. de penthode EF 5 en de silentode EF 8.

beschouwde geval de verbetering door het gebruik van hoogfrequentversterking niet groot is.

De bijdrage der versterkerbuizen wordt echter veel grooter, indien de lampen bij een kleinere anodestroom worden gebruikt. Dit is aan de hand van formule (14) gemakkelijk in te zien: de ruischfactor F_a^2 verandert niet veel, echter neemt S^2 veel sneller af dan I_a, zoodat R_b toeneemt. Bij tienvoudige verzwakking van de steilheid van de eerste buis bedraagt de ruischweerstand van de in toestel A gebruikte octode EK 2 ongeveer 800 000 Ω en de ruischweerstand van de in toestel C gebruikte silentode 30 000 Ω. De ruischspanning van de eerste trap van toestel A zal dan bij 1000 kHz het 2,24 voudige bedragen, terwijl die van de eerste trap van toestel C slechts 14% toegenomen is. Hier blijkt dus, dat het voordeel van versterkerbuizen met lage ruischweerstand zelfs bij groote waarden

Berekening van de spec. ruischspanning van drie toestellen bij 1000 kHz

No.	R_{k_1}	1e lamp	R_{b_1}	γ^{BC}	R_{k_2}	2e lamp	R_{b_2}	R	γ^{AB}	V_{rsp}	Ruisch-energie*
	Ω		Ω		Ω		Ω	Ω		μV	
A	100 000	EK 2	80 000	50	100 000	EF 5	15 000	180 046	5	0,48	1,72
B	100 000	EF 5	15 000	10	100 000	EK 2	80 000	116 800	5	0,39	1,14
C	100 000	EF 8	3 000	10	100 000	EK 2	80 000	103 800	5	0,366	1,00

Berekening van de spec. ruischspanning bij 10 000 kHz

A	8 000	EK 2	80 000	50	8 000	EF 5	15 000	88 092	1,5	1,12	7,38
B	8 000	EF 5	15 000	10	8 000	EK 2	80 000	23 880	1,5	0,585	2,00
C	8 000	EF 8	3 000	10	8 000	EK 2	80 000	11 880	1,5	0,413	1,00

*) Als eenheid van ruischenergie is gekozen de ruischenergie van toestel C.

De verdere voor onze beschouwingen belangrijke gegevens vindt men in bovenstaande tabel, waarin de berekening van de ruischenergie voor de verschillende gevallen is uitgevoerd.

Bij de aangenomen waarde van γ^{BC} hebben de tweede lamp en de tweede kring ten hoogste enkele percenten invloed op de ruischspanning.

Wij zien uit de tabel, dat op korte golven, waar de kringimpedantie betrekkelijk klein is, de toepassing van een hoogfrequentversterkertrap voor de mengbuis en in het bijzonder het gebruik van een silentode (toestel C) een belangrijke vermindering van de ruischenergie geeft, welke essentieel is voor goede ontvangst op kortegolf. Op de middengolf blijkt in de tabel de bijdrage van de ruischweerstand van de versterkerbuizen tot het totale ruischen betrekkelijk gering te zijn, zoodat in het van de kringweerstanden tot zijn recht kan komen.

Het verloop van de ruischspanning als functie van het antennesignaal. Ruischgrafieken

Indien de instelling der versterkerbuizen op maximale steilheid, waarvoor de bovenstaande waarden van de ruischspanning zijn uitgerekend, bleef bestaan voor elke waarde van het antennesignaal, dan zou de ruischspanning een constante zijn, onafhankelijk van de waarde van dat signaal.

In moderne ontvangtoestellen wordt de instelling van de versterkerbuizen echter beinvloed door de sterkte van het signaal; als dit grooter wordt, neemt automatisch de negatieve voorspanning van de stuurroosters toe, waardoor de versterking geringer wordt, zoodat de weergavesterkte weinig verandert en overbelasting en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

daardoor optredende storingen en vervormingen vermeden worden.

De vergrooting der negatieve roosterspanning heeft, wat betreft de ruischspanning, tweeërlei resultaat. In de eerste plaats nemen, zooals we reeds opmerkten, de ruischweerstanden der versterkerbuizen belangrijk toe, omdat de anodestroom niet zoo snel afneemt als het kwadraat van de steilheid (zie verg. 14), in de tweede plaats neemt de versterking γ^{BC} af, zoodat in verg. (12) de bijdrage van $(R_{k_2} + R_{b_2})/(\gamma^{BC})^2$ tot de ruischweerstand toeneemt. Beide oorzaken hebben tengevolge, dat de ruischspanning toeneemt, wanneer bij grooter worden van het ingangssignaal de automatische sterkteregeling in werking treedt. Daar staat tegenover, dat ook de signaalsterkte toeneemt, zoodat de verhouding van signaal tot ruischen in het algemeen toch gunstiger zal worden. Daar de ruischspanning geen constante is, kan de kwaliteit van een ontvangtoestel met betrekking tot het ruischen niet door een enkele meting der ruischspanning bepaald worden. Men dient na te gaan, hoe de ruischspanning verandert met de grootte van het antennesignaal. De resultaten van metingen aan een paar typische apparaten zijn gegeven in de ruischgrafieken van *fig. 3*, waar op logarithmische

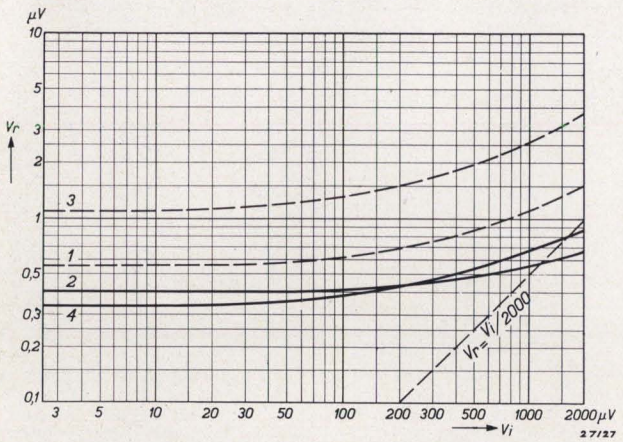


Fig. 3. Ruischgrafieken. De specifieke ruischspanning is uitgezet als functie van het antennesignaal voor twee karakteristieke toestellen en bij twee frequenties.

Kromme 1: 1e lamp is menglamp freq. 1 000 kHz
„ 2: „ „ „ silentode „ 1 000 „
„ 3: „ „ „ menglamp „ 10 000 „
„ 4: „ „ „ silentode „ 10 000 „

De rechte lijn onder 45° is de lijn $V_r = V_i/2000$. Voor waarden van V_i rechts van het snijpunt van deze rechte met de ruischspanningskrommen is het ruischen practisch niet meer hoorbaar.

schaal de ruischspanning is uitgezet tegen het antennesignaal. De getrokken krommen hebben betrekking op een apparaat met hoogfrequentversterking en silentode en liggen lager dan de gestippelde krommen, die betrekking hebben op een apparaat, beginnende met een octode. Bij kleine signaalsterkten loopen de lijnen horizontaal, daar de automatische versterkingsregeling nog niet werkt of geen merkbare invloed heeft; bij grootere signalen loopen de krommen op.

Toelaatbare verhouding van geruisch en signaal

Om practische conclusies uit de berekende en gemeten ruischspanningen te kunnen trekken, is het van belang te weten, welke verhouding van geruisch en signaal toelaatbaar is. Volgens form. (10) en (12) is deze verhouding, electrisch gemeten, gelijk aan $V_r^2/m^2V_i^2$. De storende indruk van het geruisch zal dus in hoofdzaak afhangen van de verhouding tusschen de ruischspanning V_r en de modulatiespanning mV_i. Verder zal de frequentiekarakteristiek van de weergave invloed hebben, omdat deze het karakter van het ruischen beinvloedt. De absolute waarde der ruischenergie speelt natuurlijk ook een rol in verband met de drempel van de oorgevoeligheid.

De vraag naar de toelaatbare waarde van V_r/mV_i is zonder meer niet scherp genoeg gesteld; wat toegelaten kan worden, hangt van vele omstandigheden en overwegingen af, in de eerste plaats van de aard en intensiteit van andere storingen dan ruischen. Een scherpere formuleering verkrijgen wij, door te vragen naar die verhouding van geruisch en signaal, waarbij bij afwezigheid van andere storingen het ruischen zoo weinig opvalt, dat er geen behoefte bestaat naar een verdere vermindering daarvan.

Voor een bepaald apparaat (Philips 695 A) hebben de vrij uiteenloopende opgaven van een aantal waarnemers als gemiddeld resultaat opgeleverd, dat bij normale kamersterkte van de weergave aan bovenstaande eisch was voldaan, indien

$$\frac{V_{rsp}^2}{(mV_i)^2} = 2{,}8\cdot10^{-6} \quad \cdots \quad (15)$$

De specifieke fluctuatie-energie moet dus 55,5 db lager zijn dan de energie van de modulatie. Daar dit resultaat slechts een orde van grootte vastlegt, kan het voor globale beschouwingen ook wel gebruikt worden, indien men met toestellen te maken heeft, die een andere weergavekarakteristiek hebben.

Uit (15) volgt:

$$\frac{V_{rsp}}{mV_i} = \frac{m_{rsp}}{m} = \frac{1}{6}\%.$$

De specifieke ruischmodulatie mag niet meer dan $^1/_6\%$ van de gemiddelde signaalmodulatie bedragen.

Rekent men met een gemiddelde signaalmodulatie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van 30% [5]), dan vindt men, dat voor ruischvrije ontvangst de specifieke ruischspanning niet meer dan 1/2000 van het ontvangen signaal mag zijn.

Past men deze regel toe op de drie in het vorige hoofdstuk bestudeerde apparaten en onderstelt men, dat de ruischspanning niet toeneemt door automatische versterkingsregeling, dan vindt men, dat op 1000 kHz resp. 10 000 kHz voor een ruischvrije ontvangst ten minste noodig zijn de signaalsterkten van nevenstaande tabel.

No.	Draaggolf 1000 kHz	Draaggolf 10 000 kHz
A	0,96 mV	2,24 mV
B	0,78 mV	1,17 mV
C	0,73 mV	0,83 mV

In de grafiek van fig. 3 is de rechte $V_r = 1/2000\ V_i$ getrokken. De snijpunten van deze rechte met de ruischspanningslijnen geven voor deze practische gevallen aan, welke sterkten van het antennesignaal minstens noodig zijn voor ruischvrije ontvangst.

[5]) Hier moet opgemerkt worden, dat de modulatiediepte van goede zenders vaak veel kleiner is dan 30 %, daar dit ten goede komt aan de kwaliteit van uitzending, transmissie en ontvangst. Voor een modulatiediepte van 10 % wordt ruischvrije ontvangst pas bereikt bij $V_i = 6000\ V_r$.

LICHTEMISSIE IN DE POSITIEVE ZUIL BIJ LAGE DRUK

door W. UYTERHOEVEN.

537.525.8

Als inleiding wordt in het kort het verschijnsel der zelfabsorptie, met zijn invloed op het optreden van trapsgewijze aanslag en ionisatie, besproken, alsook het Doppler effect bij de lichtuitzending. Verder worden achtereenvolgens de lichtemissie van de positieve zuil in neon, in natriumdamp en in kwikdamp met lage druk behandeld, waarbij de omstandigheden, waaronder een maximaal rendement optreedt, beschouwd worden. Tenslotte wordt nog op enkele bijzonderheden van lage druk zuilen bij wisselstroomontladingen nader ingegaan.

In het volgende zullen we de *lichtuitzending*, de meest markante eigenschap van de positieve zuil, nader beschouwen. Daarbij beperken we ons tot de ontladingen in natriumdamp, neon en kwikdamp bij lage druk, die technisch toegepast worden: de eerste in natriumlampen, de beide anderen in de roode en blauwe lichtreclamebuizen.

Zooals reeds in een vroeger artikel [1]) werd opgemerkt, is het aanslaan der atomen door de electronen, de oorzaak der lichtemissie, slechts een bijproduct van de ionisatie, noodig voor het verkrijgen der geladen deeltjes. Het spreekt vanzelf, dat men dit belangrijke „bijproduct" liefst met een zoo gunstig mogelijk rendement voortbrengen wil. De omstandigheden, waaronder dit het geval is, zijn afhankelijk van de aard der gas- of dampatomen, die voor de omzetting der electrische energie in lichtenergie gebruikt worden. Zoo wordt bij natrium voor de ontlading een lage druk, bij kwik met voordeel een hooge druk toegepast.

Bij het bestudeeren der lichtemissie van de positieve zuil ontmoeten wij doorloopend het verschijnsel der zelfabsorptie, zoodat we daarop eerst nader zullen ingaan.

[1]) Philips techn. T. **3**, 161, 1938.

Zelfabsorptie der resonantiestraling

Onder zelfabsorptie verstaat men de eigenschap van een gas (of damp), de straling, die het zelf uitzendt, ook weer te kunnen absorbeeren. Veronderstellen we, dat een natriumatoom door electronenaanslag vanuit de grondtoestand in de 2,1 V toestand gebracht is (vgl. fig. 8). Na gemiddeld ongeveer 10^{-8} sec geeft het aangeslagen atoom, bij zijn terugkeer naar de grondtoestand, de opgenomen energie in de vorm van het gele natriumlicht weer af. Bevond dit stralende atoom zich alleen in de buis, eventueel te midden van edelgasatomen, dan zou de straling direct de buis verlaten (*fig. 1a*). In werkelijkheid echter is zulk een lichtgevend atoom altijd omringd door een groot aantal niet aan-

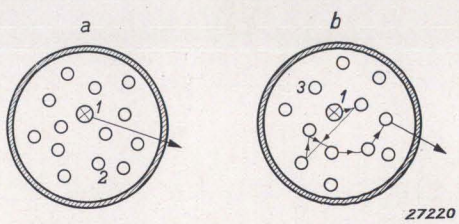


Fig. 1. Schematische voorstelling der zelfabsorptie: *1* = aangeslagen natriumatoom, *2* = edelgasatomen, *3* = normale niet aangeslagen natriumatomen. In geval *a*) verlaat de straling direct de buis, in geval *b*) wordt ze eerst nog herhaalde malen geabsorbeerd, voor ze de buis verlaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

geslagen natriumatomen. Deze absorbeeren nu zeer gemakkelijk de straling met golflengten 5890 Å en 5896 Å, waarbij weer een aangeslagen atoom in de 2,1 V toestand [2]) ontstaat. Het duurt ook nu weer gemiddeld 10^{-8} sec voor het nieuw aangeslagen atoom zijn energie uitstraalt, waarbij dan weer opnieuw absorptie door andere, niet aangeslagen, atomen kan optreden. Dit proces van emissie en reabsorptie herhaalt zich een groot aantal malen in lampen, die resonantiestraling uitzenden, voordat deze de buis verlaat (*fig. 1b*). Voor natriumlampen kan men dit aantal onder bepaalde veronderstellingen schatten en vindt dan bijv. 10 000. Het duurt in dit geval dus niet 10^{-8} sec voor de opgewekte straling aan de omgeving buiten de buis afgegeven wordt, maar $10^{4} \cdot 10^{-8} = 10^{-4}$ sec, zoodat een schijnbare verlenging van de levensduur der aangeslagen atomen optreedt. In het volgende zullen we aan de hand van de spectra zien, dat voor een economische productie van natriumlicht zelfabsorptie zooveel mogelijk vermeden dient te worden, terwijl voor die van kwiklicht een groote zelfabsorptie gunstig is. Het is duidelijk, dat door het verschijnsel der zelfabsorptie de kans op trapsgewijze aanslag (van hoogere niveaus) en op trapsgewijze ionisatie sterk verhoogd wordt. Wil men deze beide bevorderen, dan kan men eenerzijds de zelfabsorptie vergrooten door verhooging van de druk, dwz. van het aantal absorbeerende atomen, anderzijds het aantal stooten van electronen met aangeslagen atomen opvoeren door verhooging van de stroomdichtheid, dwz. van de concentratie der electronen. Beide middelen worden gelijktijdig in de hooge druk kwikontlading toegepast.

Bij nader bestudeeren blijkt het verschijnsel der zelfabsorptie zeer ingewikkeld te zijn, mede tengevolge van de breedte der spectraallijnen. Met nauwkeurige instrumenten vindt men namelijk, dat een spectraallijn nooit absoluut monochromatisch is, maar altijd een bepaalde breedte heeft, dwz. het licht wordt niet in één golflengte uitgestraald, bijv. 5889,963 Å, maar in een gebied tusschen 5889,938 Å en 5889,988 Å.

Een der belangrijkste factoren, die deze lijnbreedte veroorzaken, is het Doppler effect, dat ook bij de geluidsvoortplanting optreedt. Bij een geluidsbron, bijv. een stemvork, met gegeven frequentie, wordt de waargenomen toonhoogte hooger, wanneer de bron zich naar den waarnemer toe beweegt, en wordt lager, wanneer ze zich van hem af beweegt. Dit verschijnsel is bijv. zeer goed merkbaar bij een locomotief, die in snelle vaart fluitend voorbijrijdt; op het oogenblik van voorbijrijden wordt de toonhoogte van de fluittoon plotseling lager. De spectraallijn, die wordt waargenomen, ontstaat door de gelijktijdige uitstraling van een groot aantal aangeslagen atomen. Deze nemen deel aan de ongeordende thermische beweging der atomen, zoodat bij het uitstralen een aantal zich in de richting van den waarnemer, een gelijk aantal zich in tegengestelde richting bewegen. De optredende thermische snelheden der atomen zijn in een lage druk zuilontlading van de orde van enkele 100 m/sec. Deze zijn wel klein ten opzichte van de lichtsnelheid, $c = 3 \cdot 10^{8}$ m/sec, maar toch voldoende om een meetbare verandering der waargenomen frequentie (vergelijkbaar met de toonhoogte van een geluidsbron) en der golflengte te veroorzaken. De resulteerende intensiteitsverdeeling als functie van de golflengte ten gevolge van deze Doppler ver-

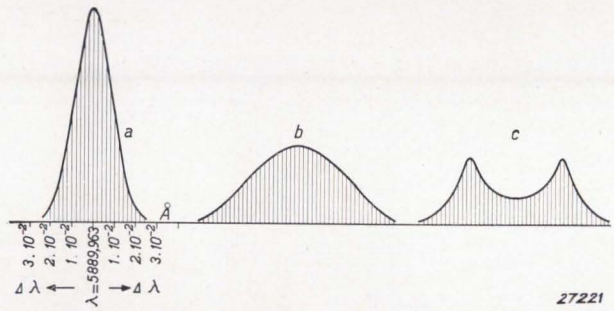


Fig. 2. *a*) Doppler verbreeding der natriumlijn 5890 Å, bij 277° C (550° K). *b*) Vorm der spectraallijn, nadat de gele lichtstraal een natriumdampatmosfeer van 550° K doorloopen heeft. *c*) Hetzelfde na doorloopen van een natriumdampatmosfeer van lagere temperatuur of in geïoniseerde toestand.

breeding vindt men in *fig. 2a* voor natriumdamp bij een temperatuur van 277 °C (550 °K).

Het probleem der zelfabsorptie is tamelijk ingewikkeld, doordat het midden der lijn gemakkelijker geabsorbeerd wordt dan de randen, waardoor de vorm der lijn verandert. Zendt men bijv. een natriumlichtbundel, waarvan de spectraallijn de vorm *a*) van fig. 2 heeft, door natriumdamp, die evenals de stralende damp een temperatuur van 550 °K heeft, dan is de lijn na uittreding breeder geworden en heeft bijv. de vorm van *fig. 2b* gekregen. Doorloopt de bundel echter natriumdamp van lagere temperatuur of een gedeeltelijk geïoniseerde natriumdamp, waarin tengevolge der aanwezige electronen cumulatieve effecten kunnen optreden, dan krijgt de lijn de gedaante van *fig. 2c*: het midden wordt weggeabsorbeerd.

Tenslotte willen we er nog op wijzen dat, wanneer voldoende zelfabsorptie in een gas optreedt, de wet

[2]) De 2,1 V toestand bestaat, omdat we met een doublet te doen hebben, uit twee in energie-inhoud zeer weinig verschillende toestanden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van Lambert geldt, volgens welke de helderheid van een lichtbron onafhankelijk van de waarnemingsrichting is. Wanneer sterke zelfabsorptie optreedt, is de dikte der laag, waaruit het licht de buis direct verlaat, zeer gering, zoodat het verder geen invloed heeft hoe diep de ontlading zich achter de wand uitstrekt. Voor een natriumlamp gaat de wet van Lambert ongeveer op, voor een neon- of kwiklamp echter niet, hoewel in deze ook zelfabsorptie der zichtbare spectraallijnen optreedt. De zelfabsorptie is echter geringer, daar de begintoestand van het atoom bij de absorptie der betreffende lijnen (bijv. 6402 Å bij neon en 5461 Å bij

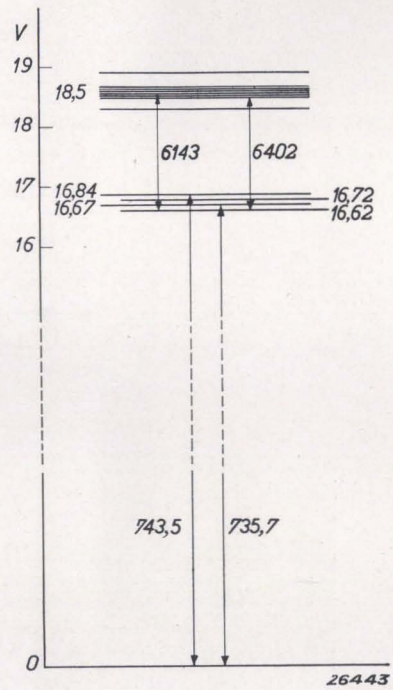


Fig. 3. Schematische voorstelling van de aangeslagen toestanden van het neonatoom, die bij de lichtemissie van de positieve zuil een rol spelen.

kwik) ook een aangeslagen toestand is (*fig. 3* en vgl. fig. 13). Het aantal in de ontlading aanwezige aangeslagen atomen is echter altijd veel kleiner dan het aantal neutrale, niet aangeslagen atomen.

Neonzuilontlading

Het volledige spectrum van het neonatoom is zeer gecompliceerd, maar het gedeelte, dat bij de lichtemissie van de positieve zuil een rol speelt, is met de aangeslagen toestanden in fig. 3 schematisch aangegeven. De vier niveaus 16,62-16,84 V zullen wij tezamen als 16,6 V toestand aanduiden, de hoogere in de buurt van 18,5 V gelegen niveaus, die ook onderling slechts fracties van een volt verschillen, zullen wij als de tienvoudige 18,6 V toestand samenvatten. De zichtbare lijnen worden hier uitgezonden bij overgangen van de 18,6 V groep naar de 16,6 V groep. Een paar der sterkste lijnen zijn aangeduid, waarbij het bijgevoegde getal de golflengte in Å aangeeft. De resonantielijnen, die correspondeeren met overgangen vanuit twee der 16,6 V niveaus naar de grondtoestand, liggen tengevolge van het groote energieverschil in het verre ultraviolet bij 744 Å en 736 Å. De twee andere der 16,6 V niveaus zijn beide „metastabiel": de overgang van hier uit naar de grondtoestand is zeer onwaarschijnlijk, zoodat het veel langer duren zou, vóór de energie als straling afgegeven wordt. Metastabiele toestanden gaan dan ook meestal door stooten, hetzij met de wand, met andere atomen of met electronen te gronde, terwijl hun levensduur van de orde van grootte van 10^{-4} sec is.

Daar twee van de 16,6 V toestanden beginniveaus voor de resonantielijn en de twee andere metastabiel zijn, kan men bij neon een sterke invloed van cumulatieve effecten verwachten. Anderzijds leert de ervaring, dat de 16,6 V niveaus niet veelvuldig door electronen aangeslagen worden. Voor de lichtopwekking in de neonzuil hebben we dus de volgende twee mogelijkheden.

a) Het atoom wordt van de grondtoestand uit in een der 18,6 V niveaus aangeslagen, gaat onder uitstraling van zichtbaar licht in een der 16,6 V niveaus over, en keert daarna terug in de grondtoestand (*fig. 4a*). Van de toegevoerde energie wordt dus ongeveer 18,6—16,6 = 2 V in het zichtbare gebied uitgestraald. Met behulp van de ooggevoeligheidskromme en de relatieve energieverdeeling in het neonspectrum kan men berekenen, hoeveel licht wordt uitgestraald, wanneer de energie van de zichtbare neonlijnen gezamenlijk 1 watt bedraagt; men vindt daarvoor dan 137 lumen. Per 100 W in de zuil worden dus $\frac{2}{18{,}6} \cdot 100 = 10{,}8$ W in het zichtbare afgegeven, die bij de gegeven energieverdeeling $137 \cdot 10{,}8 = 1480$ lm leveren, zoodat het rendement van de zuil 1480/100 = 14,8 lm/W bedragen zou [3]).

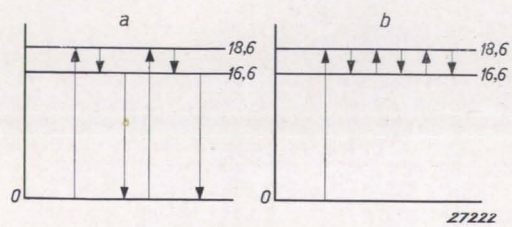


Fig. 4. Aanslag der overgangen in het neonspectrum, die de zichtbare lijnen leveren. *a*) vanuit de grondtoestand, *b*) vanuit de 16,6 V toestanden.

[3]) Hierbij wordt geen rekening gehouden met de energie, die voor ionisatie gebruikt wordt, en die niet te verwaarloozen is. Het werkelijke rendement zou dus belangrijk lager zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

b) Het atoom wordt weer vanuit de grondtoestand in één der 18,6 V niveaus gebracht en gaat onder uitstraling van zichtbaar licht in een der 16,6 V niveaus over. Vóór het echter naar de grondtoestand terugkeert, wordt het door een electronenstoot opnieuw in een 18,6 V toestand gebracht, waarvoor 2 V noodig zijn, die ook volledig in zichtbaar licht omgezet worden (*fig. 4b*). Bij een groot aantal opeenvolgende aanslagen vanuit de 16,6 niveaus wordt het rendement dan 137 lm/W.

In de werkelijke ontlading vindt men waarden, welke tusschen de twee uitersten van geval a) en geval b) inliggen, tot bijna 30 lm/W toe. Daaruit volgt, dat het onder b) beschreven proces een belangrijke rol spelen moet, dwz. de 16,6 V niveaus treden als pseudo-grondtoestand op. Nu zal dit verschijnsel bevorderd worden door een vergrooting van de zelfabsorptie der resonantielijnen en vooral door een verlenging van de levensduur der metastabiele atomen. Zooals we reeds opmerkten, gaan deze door stooten met de wand of met de andere atomen te gronde. Is de druk laag, dan diffundeeren ze snel naar de wand, is de druk hoog, dan treden er veel botsingen met andere atomen op, waardoor ze overgaan in een der beide 16,6 V toestanden, die niet metastabiel zijn. Bij gegeven buisdiameter en stroomsterkte vindt men dan ook voor het rendement als functie van de gasdruk een maximum voor een bepaalde druk (*fig. 5*). Onedele gassen

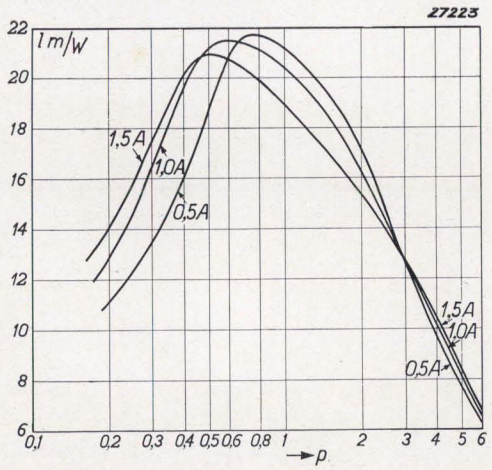


Fig. 5. Rendement der neonzuil bij een diameter van 35 mm, voor verschillende stroomen als functie van de druk p.

hebben een zeer ongunstige invloed op de levensduur der metastabiele toestanden, zoodat sporen van deze het rendement belangrijk verlagen.

Het merkwaardige gedrag van neon bij aanslag door electronen, waarbij niet zoozeer de laagste groep der 16,6 V niveaus aangeslagen wordt, maar de hoogere 18,6 V groep, vindt men terug bij sommige vormen van striae. Met de opeenvolgende donkere en lichte plaatsen in de zuil correspondeeren relatieve minima en maxima van de spanning (zie *fig. 6*),

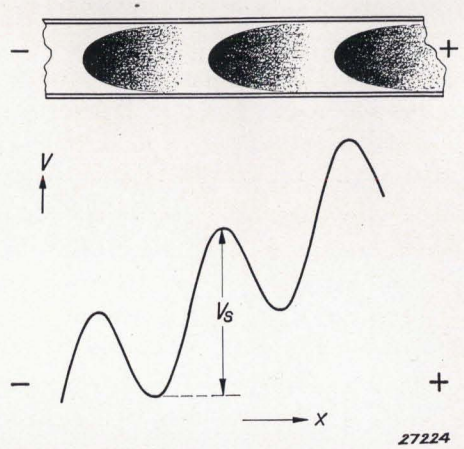


Fig. 6. Verloop der spanning en lichtintensiteit in een gestrieerde zuil (lichtgevende deelen donker geteekend).

die gesuperponeerd zijn op het normale lineaire verloop. De spanningstoename V_s van minimum naar maximum bedraagt ongeveer 18,6 V. Op de lichtende plaatsen geven de electronen hun energie af en kunnen dan na ongeveer 18,6 V doorloopen te hebben in het volgende lichtende gedeelte weer aanslaan.

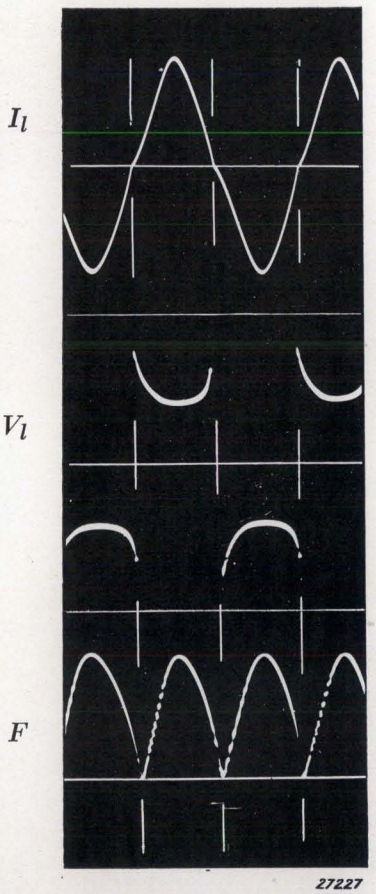


Fig. 7. Verloop van lampstroom I_l, lampspanning V_l en lichtstroom F voor een neonlamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

In het voorgaande hebben we ons beperkt tot gelijkstroom; daar echter practisch alle lampen op wisselstroom bedreven worden, willen we nog in het kort iets over de wisselstroomzuil in neon zeggen. *Fig. 7* geeft het verloop van stroom I_l, lampspanning V_l en lichtstroom F als functie van de tijd in het verloop van een volle periode. De oscillogrammen hebben betrekking op een natriumlamp type SO 650, in kouden toestand, zoodat de ontlading in de edelgasvulling (neon) plaats heeft. De stroom is vrijwel sinusvormig, de spanning heeft echter een afwijkend verloop. Wanneer de stroom nul is, gaat de lamp uit en moet dan weer ontstoken worden. Daarvoor is bij het begin van elke phase een hoogere spanning, de zg. herontsteekspanning, noodig. Verder is in het midden van de phase, wanneer de stroom groot is, de spanning laag, een gevolg van de negatieve karakteristiek van de positieve zuil. De lichtstroom F verloopt vrijwel parallel met de stroom I_l.

Natriumzuilontlading

Bij de natriumlampen hebben we te maken met een typische lichtbron, die resonantielicht uitstraalt. *Fig. 8* geeft een schema van enkele der belangrijke

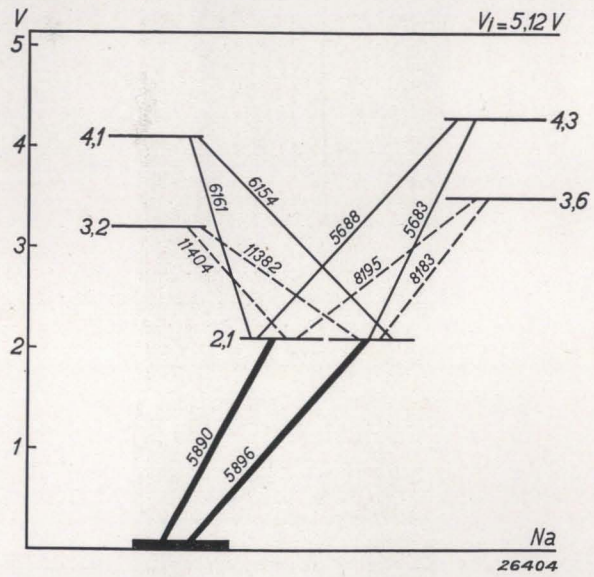


Fig. 8. Schema van enkele der energieniveaus van het natriumatoom.

energieniveaus; de overgangen, die tot zichtbare lijnen aanleiding geven, zijn door getrokken lijnen voorgesteld, waarbij de golflengten in Å aangegeven zijn. Spectraallijnen buiten het zichtbare gebied zijn door stippellijnen aangegeven. Op te merken valt dat, op de dubbele lijn 5683-5688 na, de resonantielijn 5890-96 de gunstigste ligging van alle lijnen met betrekking tot de ooggevoeligheidskromme heeft. De relatieve ooggevoeligheid bedraagt voor λ = 5890-96 Å ongeveer 0,765, zoodat wanneer 1 W in deze golflengte wordt uitgestraald, men 0,765 · 621 = 475 lm verkrijgt [4]). Het ideaal zou natuurlijk zijn het electrisch vermogen, dat in de positieve zuil aan de electronen wordt afgegeven, volledig in gele natriumstraling om te zetten, waardoor een lichtbron met een rendement van 475 lm/W verkregen zou worden. Om verschillende redenen kan men dit niet bereiken, zoo moet er altijd eenige ionisatie optreden om een stroomtransport mogelijk te maken, en verder is men niet in staat in een zuil de resonantielijn alleen op te wekken. Toch kan men onder gunstige omstandigheden tot ongeveer 90% van het voor de natriumlijn bereikbare maximum komen, dwz. tot 425 lm/W.

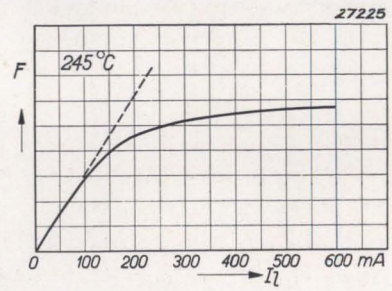


Fig. 9. Lichtstroom F der gele natriumlijnen als functie van de stroom I_l, bij constante buisdiameter en temperatuur.

Deze hooge waarden werden in het laboratorium verkregen bij een zeer kleine stroomdichtheid en terwijl de ontladingsbuis door een speciale oven op de gewenschte temperatuur, ongeveer 280°C, gebracht werd. Deze temperatuur is beslist noodig, daar anders de dampdruk van het natrium onvoldoende zou zijn. Aan een practische lamp moet men echter bepaalde eischen stellen, die voor een laboratoriumproef niet vervuld behoeven te worden. Zoo zal men voor een gegeven lichtstroom de afmetingen van de lamp liefst zoo klein mogelijk houden, waardoor bijv. het breukgevaar vermindert, en de armaturen, waarin de lamp wordt toegepast, niet te groot van omvang worden. Men zal daartoe de stroomdichtheid opvoeren, en dit gaat ten koste van het rendement tengevolge der cumulatieve effecten. Met stijgende stroomdichtheid neemt de lichtstroom slechts tot een zekere grens evenredig toe, bij hoogere stroomen is de toename geringer. *Fig. 9* geeft daarvan een schematische voorstelling.

Verder is het ook gewenscht, dat de lamp zichzelf opwarmt en op temperatuur houdt, zonder speciale verwarmingsinstallatie. Nu moet, zooals we reeds

[4]) Zooals bekend, geeft 1 W, uitgestraald in λ = 5550 Å, de golflengte der maximale ooggevoeligheid, 621 lm.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

opmerkten, de temperatuur van de koudste plaats in de lamp ongeveer 280° C bedragen om de noodige natriumdampdruk te verkrijgen. Bij deze temperatuur is de warmteafgifte aan de omgeving zeer

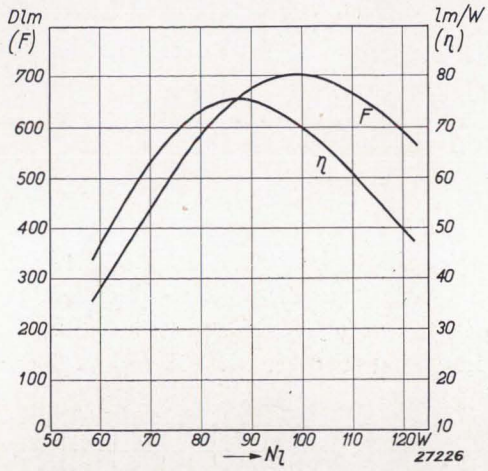


Fig. 10. Lichtstroom F (Dlm) en rendement η (lm/W) voor een natriumlamp SO 650 als functie van het vermogen in de lamp N_l.

belangrijk, zoodat er per cm² wand een vrij groot vermogen benoodigd is. Dit kan nu sterk verminderd worden, wanneer de lamp door een vacuumruimte omgeven is, daar dan de warmteafgifte door geleiding en convectie vrijwel opgeheven wordt en practisch alleen de warmtestraling overblijft.

Zonder speciale hulpmiddelen zou een lamp, die alleen natrium bevat, bij gewone temperatuur op de gebruikelijke netspanning niet ontsteken, daar de dampdruk dan slechts 10^{-11} mm bedraagt. Door toevoeging van een edelgas, meestal neon, wordt deze moeilijkheid vermeden. Bij het ontsteken vindt de ontlading in neon plaats, de buis wordt warm en het natrium gaat verdampen. Na enkele minuten is er zooveel metaal verdampt, dat het neonlicht practisch door het natriumlicht verdrongen is. Bij een goede natriumlamp draagt het neonlicht toch nog enkele % tot de lichtstroom bij, daar de ontlading gedeeltelijk in natrium en gedeeltelijk in neon plaats heeft. Men kan door het opvoeren van de bedrijfstemperatuur de dampdruk van het metaal zoo hoog maken, dat de zuilontlading geheel in de metaaldamp plaats heeft, maar het rendement is dan belangrijk lager. *Fig. 10* illustreert dit aan de hand van de karakteristiek eener natriumlamp SO 650, waarbij de lichtstroom F als functie van N_l, het vermogen in de lamp, is uitgezet. Bij kleine waarden van N_l is ook de lichtstroom gering, daar vanwege de lage temperatuur en natriumdruk bijna alleen neonlicht uitgestraald wordt; bij grootere waarden van N_l wordt de temperatuur en daarmee de natriumdampdruk hooger, zoodat ook meer natriumlicht uitgezonden wordt. Wordt echter het vermogen N_l grooter dan 100 W, dan neemt de lichtstroom af, daar het rendement tengevolge der schadelijke cumulatieve effecten sterk achteruit gaat. Het gebied van N_l, waarin het rendement en de lichtstroom maximaal zijn, is nu juist dit, waarin zoowel het neon als het natrium aan de ontlading deelnemen.

Veronderstellen we, dat in een neonzuil zich natrium op de wand bevindt, op een dergelijke temperatuur, dat het in de ontlading verdampt. De metaalatomen worden, zoodra zij in de ontlading komen, aangeslagen en geïoniseerd. De aangeslagen atomen zullen de energie als gele straling afgeven en verder naar de as diffundeeren, de ionen echter keeren onder invloed van het electrische dwarsveld terug naar de wand en worden daar door recombinatie geneutraliseerd. Is nu de stroomdichtheid voldoende hoog, dan zal al het verdampende natrium in de nabijheid van de wand geïoniseerd worden en niet tot de as van de buis door kunnen dringen. In het midden van de ontlading zal dus het neon aangeslagen en geïoniseerd worden, vandaar de rood-lichtende kern. Er wordt dientengevolge nog

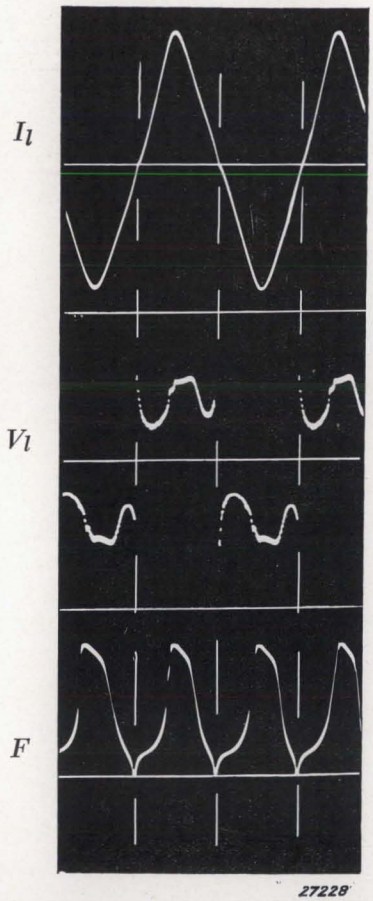


Fig. 11. Verloop van lampstroom I_l, lampspanning V_l en lichtstroom F als functie van de tijd voor een natriumzuillamp SO 650.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een belangrijk aantal neonionen, met $V_i = 21{,}5$ V, gevormd en men is geneigd te veronderstellen, dat het voordeelig zijn zou, deze door natriumionen, met $V_i = 5{,}1$ V, te vervangen, waardoor bij constant gedachte stroom de spanningsgradiënt en het wattverbruik zouden verminderen, en daardoor het rendement zou toenemen. Dat zulks nu blijkens de kromme van fig. 10 niet het geval is, kan verklaard worden, doordat de schadelijke cumulatieve effecten dan sterker worden. In de goede natriumlampen is de aanwezigheid van natrium dan ook, door een geschikte combinatie van stroomdichtheid, wand- en de diffusiesnelheid van de metaalatomen onvoldoende om het tekort aan natriumatomen aan te vullen, zoodat nu het neon aan de ontlading gaat deelnemen. Dit is niet alleen aan de lichtemissie te zien, maar ook aan het verloop der spanning, die plotseling oploopt, daar nu het neon met zijn hooge ionisatiespanning ($V_i = 21{,}5$ V) geïoniseerd wordt. Het licht in de phase (fig. 11) loopt hier niet, zooals bij de neonontlading (fig. 7) parallel met de stroom I_l, maar heeft tengevolge van de veranderende natriumconcentratie een meer onregelmatig verloop.

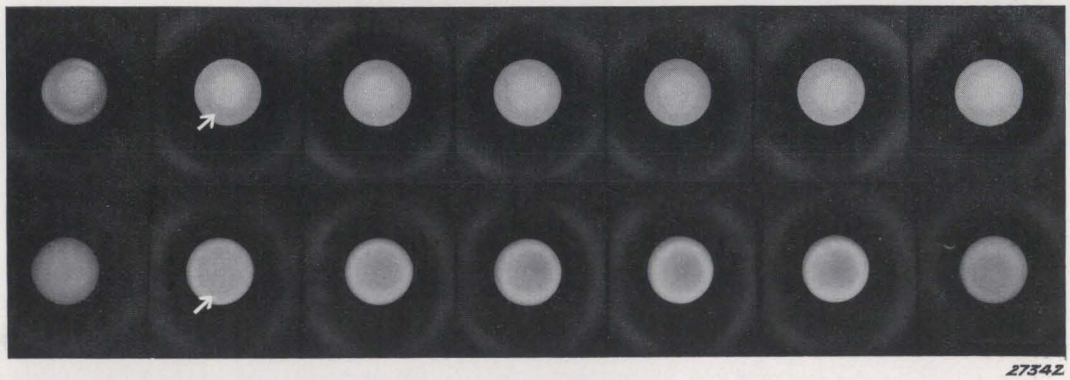


Fig. 12. Licht in de doorsnede van een neonzuil (boven) en een natriumzuil (onder) op verschillende oogenblikken in de phase bij een wisselstroomontlading. De lichtende rand, waarvan de binnenbegrenzing door de punt van de pijl wordt aangegeven, is te wijten aan reflectie op het binnenoppervlak van de buis. Bij neon is kern van de ontlading helder, bij natrium donker.

temperatuur en buisdiameter, beperkt tot een dun laagje tegen de wand. De lichtemissie geschiedt dus in dit dunne laagje (vgl. fig. 12), en daar zich in de kern geen natrium bevindt, is de zelfabsorptie en het lichtverlies door cumulatieve effecten beperkt.

Zeer duidelijk is dit gedrag van de zuil in de natriumlampen, die op wisselstroom bedreven worden. *Fig. 11* geeft het verloop van lampstroom I_l, lampspanning V_l en lichtstroom F als functie van de tijd. De stroom I_l heeft weer een vrijwel sinusvormig verloop, tengevolge van de voor de stabiliseering vóórgeschakelde zelfinductie. De spanning is hier echter sterk vervormd, daar de concentratie van het beschikbare natrium in de loop der phase door de ionisatie sterk verandert. Bij het begin der phase herkent men weer de herontsteekpiek, die echter lager is dan bij een koude lamp, waar de ontlading in neon plaats heeft. De spanning heeft nu eerst een analoog verloop met die der neonontlading van fig. 7, alleen zijn de optredende waarden lager, daar de ontlading vooreerst alleen in natrium plaats heeft. Met de tijd neemt ook de stroom en de ionisatiegraad toe, in de as der buis is al het natrium geïoniseerd, en bij de heerschende wandtemperatuur zijn de verdampingssnelheid

Tenslotte geeft *fig. 12* ter vergelijking een serie foto's van de dwarsdoorsnede in een neonzuil en natriumzuil, op overeenkomstige momenten bij een wisselstroomontlading opgenomen. De bovenste reeks, die op neon betrekking heeft, toont duidelijk, dat de lichtproductie, evenals de stroomdichtheid, in de as maximaal is. In het midden der phase, wanneer de stroom I_l zijn maximum heeft, is de lichtintensiteit ook maximaal en wordt het licht hoofdzakelijk in de as opgewekt. De onderste reeks heeft betrekking op een zuil van een natriumlamp in normaal bedrijf. In het begin der phase, bij kleine stroom, vult het natriumlicht de geheele doorsnede en heeft een maximum in de as. In het midden der phase, bij groote stroom, is het natriumlicht in een dun laagje bij de wand geconcentreerd; in de as treedt nu, echter met veel geringere intensiteit, neonlicht op, de zg. roode kern. Aan het einde der phase, wanneer de stroom weer klein geworden is, vult het natriumlicht opnieuw de geheele doorsnede.

Zuilontlading in kwikdamp van lage druk

Evenals bij natrium hebben we hier te maken met een ontlading in een metaaldamp, kwik, waarbij echter het toegevoegde edelgas in normaal bedrijf

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

niet meer aan de ontlading deelneemt, daar bij de gewone bedrijfstemperatuur, ongeveer 80° C, de dampdruk van het kwik reeds vrij hoog is, nl. ≈ 0,1 mm.

De voornaamste niveaus van het kwikspectrum zijn in *fig. 13* aangegeven, de getrokken lijnen geven

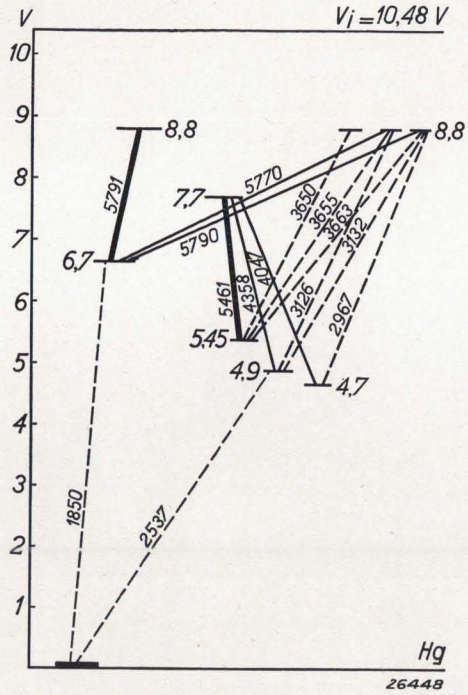


Fig. 13. Energieschema van het kwikatoom. Spectraallijnen in het zichtbare gebied zijn getrokken, die in het ultraviolet gestippeld. De getallen geven de golflengten in Å.

de overgangen aan, die correspondeeren met spectraallijnen in het zichtbare, de bijgevoegde getallen de golflengten in Å. Overgangen, die tot ultraviolette lijnen aanleiding geven, zijn weer door stippellijnen aangeduid. Zooals uit de figuur blijkt, liggen de beide resonantielijnen in het ultraviolet (2537 Å en 1850 Å). Al de lijnen in het zichtbare zijn zg. hoogere lijnen, ze komen tot stand bij overgangen tusschen twee aangeslagen niveaus. In een dergelijk geval is het bevorderen van cumulatieve aanslag, door verhooging van druk en stroomdichtheid, dan ook gunstig voor het rendement. Bij kwik wordt, evenals bij neon, het opwekken van cumulatieve aanslag vergemakkelijkt door het feit, dat 6,7 V en 4,8 V resonantieniveaus, en dat 5,45 V en 4,7 V metastabiele niveaus met lange levensduur zijn. Bij gegeven diameter der buis en constante stroom vertoont het rendement der zuilontlading als functie van de kwikdruk een maximum (*fig. 14*). Bij toenemende druk neemt het rendement eerst af maar later weer toe, wanneer contractie optreedt, bij de overgang van de lage druk ontlading naar de hooge druk ontlading. De zichtbare lijnen van de kwikdampontlading met lage druk: 5790-5791-5770 geel, 5461 groen, 4358 blauw en 4047 violet, zijn dezelfde als bij de hooge druk ontlading optreden, alleen is de relatieve intensiteit een andere, waardoor de lage druk ontlading er blauwer uitziet.

Het verloop van lampstroom I_l, lampspanning V_l en lichtstroom F als functie van de tijd bij een lage druk kwikzuil is analoog met de in fig. 7 voor neon gegeven krommen. Evenals bij natrium bevordert de edelgasvulling, meestal een mengsel van neon en argon, een gemakkelijke ontsteking in koude toestand. Ze speelt, zooals trouwens bij alle lage druk metaaldamplampen, die op wisselstroom bedreven worden, nog een belangrijke rol bij de zg. herontsteking. Deze geschiedt des te gemakkelijker naarmate er meer ladingen uit de voorafgaande phase overgebleven zijn. Door de aanwezigheid van het edelgas wordt nu het verdwijnen van de overgebleven ladingen aan de wand vertraagd, en daardoor de herontsteekspanning verlaagd.

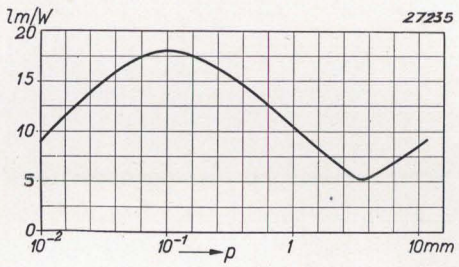


Fig. 14. Rendement van een zuilontlading in lage druk kwik, bij constante buisdiameter (17 mm) en constante stroom, als functie van de druk p.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

COMPRESSIE EN EXPANSIE BIJ GELUIDSOVERDRACHT

door V. COHEN HENRIQUEZ.

534.322 : 534.86

De contrasten in spraak of muziek, die langs electrische weg gereproduceerd wordt, zijn beperkt door de intensiteitsverhouding tusschen het sterkste geluid, dat onvervormd kan worden weergegeven en het onvermijdelijke storende bijgeluid (ruischen en storingen). Deze verhouding is in het algemeen veel kleiner dan de intensiteitsverhoudingen, die in het oorspronkelijke geluid optreden. Een getrouwe weergave is dientengevolge alleen mogelijk door het geluid in een van de eerste schakels van de overdracht te „comprimeeren" en aan het eind, bij het weergave-toestel, te „expandeeren". In dit artikel worden enkele problemen besproken, die hierbij optreden, en een aantal schakelingen aangegeven, die hiertoe geschikt zijn.

Het gehoor stelt ons in staat, luchttrillingen van zeer verschillende intensiteit waar te nemen. Aan de eene kant kunnen luchttrillingen met een amplitude van $2 \cdot 10^{-9}$ cm en een druk van $3 \cdot 10^{-4}$ dyne/cm^2 juist waargenomen worden, aan de andere kant kunnen intensiteiten, die 10^{13} maal grooter zijn, nog zonder bezwaar aan het oor worden toegevoerd.

In de electro-acoustiek, waar men zich ten doel stelt, bepaalde acoustische trillingen langs electrische en mechanische weg op een andere plaats of op een ander tijdstip te reproduceeren, brengt de overdracht van een zoo groot intensiteitsgebied moeilijkheden met zich mee. Wanneer wij de acoustische trillingen nl. via de verschillende schakels van een electrisch of mechanisch systeem (*fig. 1*) trachten te reproduceeren, dan is het principieel niet te vermijden, dat aan de trillingen een kleine of groote hoeveelheid onregelmatige fluctuaties worden toegevoegd, die men naar het geluid, dat ze veroorzaken, gewoonlijk met ruischen, storingen of brommen aanduidt. Hierover werd reeds herhaaldelijk in dit tijdschrift geschreven [1]).

Voor een behoorlijke weergave is het nu noodig, dat de zwakste acoustische trillingen nog voldoende boven het stoorniveau uitkomen, terwijl de sterkste trillingen nog geen aanleiding mogen geven tot overbelasting. Aan deze eisch is des te bezwaarlijker te voldoen, naarmate de intensiteitsverhouding grooter is.

Het ligt voor de hand, dat men reeds lang getracht heeft, de intensiteitsverschillen in de weergave te beperken. Het blijkt voor een bevredigende weergave inderdaad niet noodig te zijn, het bovengenoemde intensiteitsgebied van 130 db tusschen het juist hoorbare geluid en de pijngrens te kunnen bestrijken. Ook in het dagelijksch leven hebben wij nl. om ons heen vrijwel altijd een zeker stoorniveau, afkomstig van de ons omringende geluiden, waarvoor we geen directe belangstelling hebben, zooals het getik van schrijfmachines, geruisch van motoren, wind, enz. Het intensiteitsgebied, dat een orkest bestrijkt, zal in het algemeen niet meer dan 60 à 80 db bedragen. In het algemeen zal men in de muziekoverdracht met een intensiteitsgebied van 60 db kunnen volstaan.

Maar ook dit intensiteitsgebied is nog grooter

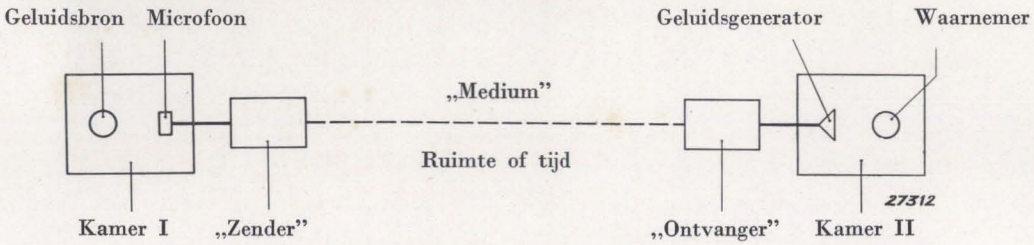


Fig. 1. De verschillende schakels van een geluidsoverdracht. „Zender" in zijn meest algemeene beteekenis kan bijv. ook zijn een toestel voor het opnemen van gramofoonplaten of van geluidsfilm. De begrippen „Medium" en „Ontvanger" zijn eveneens in die ruime zin op te vatten. Elk van deze schakels kan aanleiding geven tot storingen, bijv.:

Kamer I : Onvoldoende acoustische isolatie, waardoor straatlawaai en dergelijke doordringen.

Microfoon : Eigen ruischen van de microfoon, onvoldoende afscherming van voor stooringen gevoelige leidingen.

„Zender" / „Ontvanger" : Ruischen van weerstanden en versterkerlampen.

„Medium" : Atmosferische storingen bij radio-overdracht. Naaldgeruisch bij gramofoonplaten.

[1]) Zie de artikelen van M. Ziegler over het ruischen, Philips techn. T. **2**, 136 en 329, 1937; **3**, 193, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dan de gebruikelijke systemen voor electrische geluidsoverdracht toelaten. De maximale intensiteitsomvang, die in de practijk gebruikelijk is, bedraagt voor omroepzenders 35 à 45 db en voor gramofoonplaten 25 à 35 db.

Met deze beperking wordt gewoonlijk rekening gehouden door de contrasten in het over te dragen signaal kunstmatig te verminderen door bijv. de versterking tusschen de microfoon en de zender (resp. het apparaat voor het snijden van gramofoonplaten enz.) zoodanig te regelen, dat bij sterke passages de versterking klein is en bij zwakke passages groot. Deze regeling, welke compressie wordt genoemd, kan op vele manieren tot stand komen, waarover later meer [2]). Aan de ontvangstzijde kan men nu, nadat het signaal de verschillende schakels, waarin storingen aan het signaal toegevoegd kunnen worden, gepasseerd heeft, de oorspronkelijke intensiteitsverhouding weer herstellen door een procédé toe te passen tegengesteld aan de compressie, dus een groote versterking van de sterke en een kleine versterking van de zwakke signalen.

Om nauwkeurig de juiste intensiteitsverhoudingen te verkrijgen is het natuurlijk noodzakelijk, dat dit procédé, geluidsexpansie genaamd, aangepast is aan de compressie.

Compressie- en expansiekarakteristieken

Indien het altijd mogelijk was, compressie en expansie aan elkaar aan te passen, dan zou het voor de hand liggen, beide in zoo sterk mogelijke mate te bezigen. In werkelijkheid is echter het meerendeel der ontvangers niet met eenige expansiemogelijkheid uitgerust en het is dus noodig, de compressiekarakteristiek zoodanig te kiezen, dat de weergave ook zonder expansie zooveel mogelijk natuurlijk blijft.

De lezer stelle zich voor, wat er zou gebeuren, indien tusschen het orkest en het auditorium een gordijn zou hangen, waarvan de doorlaatbaarheid minder zou worden bij harde passages en grooter bij zachte. Het effect, dat de componist beoogt met het verschil tusschen piano en forte, gaat dan verloren. Men hoort wellicht aan de klankkleur van de instrumenten, dat de muzikanten hard spelen, doch rechtstreeks bemerkt men het niet. Verder mist men de subjectieve harmonischen en combinatietonen, die in het oor zelf ontstaan bij groote intensiteiten. Gecomprimeerde muziek zal, daar de door den dirigent bedoelde verdeeling der intensiteiten aangetast wordt, minder bevrediging bij den toehoorder wekken dan normale muziek.

Evenals bij muziekoverdracht van vervorming gesproken wordt, wanneer niet alle frequenties in de juiste verhouding worden weergegeven, moet gecomprimeerde muziek als vervormd gekwalificeerd worden. Men moet dus trachten, niet meer dan noodig is te comprimeeren.

Onderstellen wij, dat het over te brengen signaal varieert tusschen 20 en 80 phon, terwijl het doorgelaten signaal slechts een intensiteitsgebied van 45 db mag bestrijken, dan moet de compressiekarakteristiek zoodanig worden gekozen, dat de sterkte van het uitgezonden signaal tusschen 20 en 80 phon met slechts 45 db toeneemt. De vorm van de karakteristiek kan hierbij verschillend zijn. De krommen *a* en *b* van *fig. 2* hebben met elkaar gemeen, dat de sterkte-weergave slechts in een gedeelte van het intensiteitsgebied vervormd wordt. Kromme *a* lijkt meer op een begrenzer („limiter"), waarbij de versterking verkleind wordt boven een bepaalde sterkte van het signaal en vormt een tegenstelling met kromme *b*, waarbij de versterking vergroot wordt, zoodra het signaal beneden een bepaalde grens komt. Zulke karakteristieken kunnen gunstig zijn, indien de intensiteitsfluctuaties van het weer te geven geluid zoo klein zijn, dat in het algemeen het rechte gedeelte van de karakteristiek

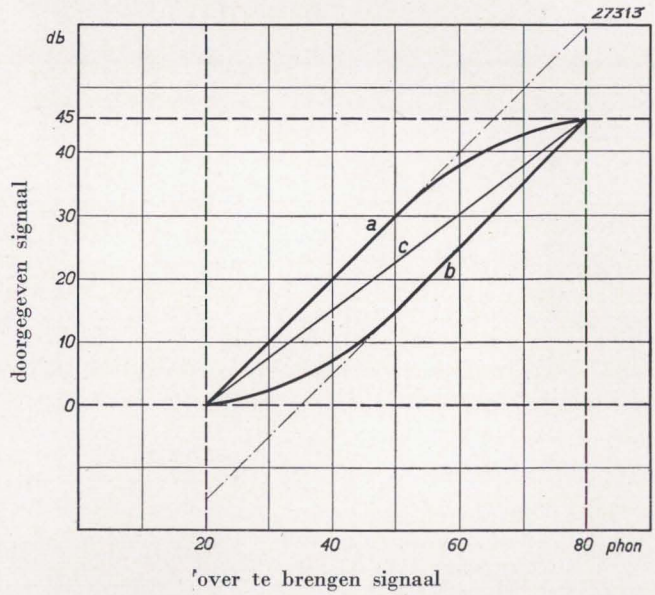


Fig. 2. Verschillende compressiekarakteristieken, welke intensiteitsvariaties van 60 db verminderen tot 45 db.

[2]) Een soort compressie bij plotselinge groote intensiteitsvariaties wordt door het oor teweeggebracht door de zg. beschermingsreflex van Kreide en Kato. Wordt het op het waarnemen van zwakke geluiden ingestelde gehoor plotseling sterk geprikkeld, dan trekt zich als reflex de musculus tensor tympani samen. Hierdoor wordt het trommelvlies in een dergelijke positie getrokken, dat de geluidsoverdracht naar het binnenoor sterk belemmerd wordt. Een bekender voorbeeld van compressie in een menschelijk orgaan is de veranderlijkheid van de pupildiameter van het oog, waardoor de variaties in de verlichtingssterkte van het netvlies genivelleerd worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

gebruikt wordt en de compressie slechts bij uitzondering in werking treedt. Wanneer echter de intensiteit voortdurend over het geheele gebied van 60 db varieert, dan verdient het de voorkeur, de compressie gelijkmatig te verdeelen, zooals bijv. wordt bereikt door kromme c van fig. 2. De bijbehoorende expansiekarakteristiek vindt men steeds door ordinaat en abscis te verwisselen, met andere woorden door een spiegeling van de kromme ten opzichte van de lijn met een helling van 45°. In *fig. 3* is dit voorgesteld.

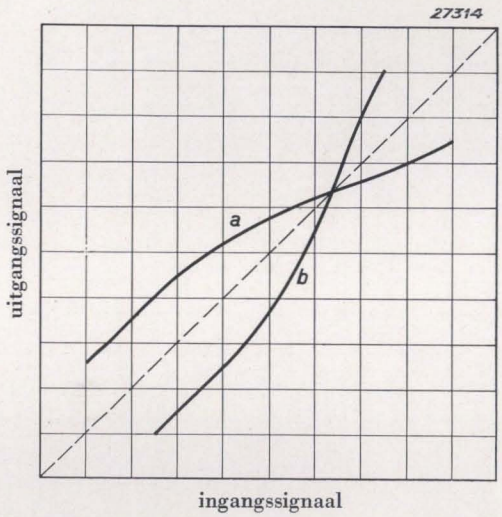


Fig. 3. Een compressiekarakteristiek (*a*) en de bijbehoorende expansiekarakteristiek (*b*) zijn uit elkaar af te leiden door een spiegeling ten opzichte van een lijn onder 45°.

De gunstigste compressiekarakteristiek hangt, zooals wij gezien hebben, af van het karakter van de muziek. Indien men in alle gevallen dezelfde karakteristiek moet gebruiken, dan zal een gelijkmatige verdeeling van de compressie de voorkeur verdienen.

Veelal wordt de compressie niet automatisch bewerkstelligd, maar wordt regeling met de hand toegepast, waarbij de versterking al naar gelang van de sterkte van de muziek uit de hand bijgeregeld wordt. In dat geval behoeft er geen vast verband te bestaan tusschen de intensiteit van het oorspronkelijke en van het gecomprimeerde geluid; het is dan mogelijk, rekening te houden met de speciale eigenschappen van de partituur [3]) en hierdoor de compressie nog minder hinderlijk te maken. Daartegenover staat het bezwaar, dat het niet mogelijk is, deze compressie door een automatische expansie in de ontvanger nauwkeurig op te heffen.

Tijdfactor

In het voorafgaande hebben wij gezien, dat het toepassen van compressie of expansie beteekent, dat de uitgangsintensiteit van een schakel in het systeem van de overdracht (bijv. een versterker) niet evenredig met de ingangsintensiteit toeneemt. Alvorens er op in te gaan, hoe dit effect bereikt wordt, willen we een onderscheid maken tusschen twee principiëel verschillende mogelijkheden:

1) De momenteele uitgangsamplitude neemt niet evenredig met de momenteele ingangsamplitude toe; de versterking is dus essentieel niet lineair.
2) Het verband tusschen uitgangsspanning en ingangsspanning is wèl lineair; de versterkingsfactor is echter een langzaam veranderlijke grootheid, die afhangt van de gemiddelde intensiteit over een zeker tijdsinterval.

Het eerste systeem is practisch onbruikbaar, omdat de niet-lineaire versterking van het signaal boventonen tot gevolg heeft, waardoor een grooter frequentiegebied moet worden overgebracht. Bovendien zullen bij een niet nauwkeurig aangepaste expansiekarakteristiek boventonen en combinatietonen in de weergave optreden, welke in veel hoogere mate hinderlijk zijn dan een onnauwkeurige weergave van de intensiteiten.

In het tweede systeem behoeven niet-lineaire vervormingen practisch niet op te treden, indien men de verandering van de versterkingsfactor met behulp van een vertragend element zoo langzaam laat geschieden, dat de versterking tijdens een periode van de laagste frequenties, die weergegeven worden, nog vrijwel onveranderd blijft. Anderzijds mag de regeling ook niet te langzaam gebeuren om de volgende redenen:

1) Bij een zeer plotselinge toename van de intensiteit kan de vertraging van de compressie aanleiding geven tot een tijdelijke overbelasting van de apparatuur en hierdoor tot een tijdelijk vervormde weergave. Hoe korter de regeltijd is, des te minder zal men van deze vervorming bemerken.
2) Indien het verloop van compressie en expansie niet aan elkaar is aangepast, dan zal bij te lange regeltijden het regelen zelf hoorbaar worden. Bijv. zal men na het inzetten van een harde passage een toenemen van de versterking tengevolge van toenemende expansie bemerken. Dit zal ook het geval zijn, indien de compressie door de hand uitgevoerd wordt en de expansie automatisch gebeurt.

Om nu tot een geschikte keuze van de regeltijd te komen, moeten wij eenige eigenschappen van het oor bespreken, die in dit verband van belang zijn. Er bestaat bij ons gehoororgaan een subjectieve tijdsduur van aanloopen resp. van uittrillen. Dat wil

[3]) Op het regelen aan de hand van een partituur is nader ingegaan in het artikel van R. Vermeulen: De verhouding van Fortissimo en Pianissimo, Philips techn. T. 2, 266, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zeggen, dat geen verschil in waarneming bestaat tusschen het plotseling inzetten en het geleidelijk beginnen van een toon, indien dit laatste niet te langzaam gebeurt. Laat als verloop van de tijd de intensiteit voorgesteld kunnen worden door

$$I = I_{\text{eind}} \left(1 - e^{-\frac{t}{a}}\right),$$

dan blijkt, dat men geen verschil in waarneming hoort tusschen $a = 0$ (plotseling inzetten) en $a = 0{,}07$ sec. Deze tijd van 0,07 sec, welke men de subjectieve aanlooptijd noemt, is onafhankelijk van de intensiteit van het geluid.

Beluistert men het verschil tusschen een toon, die abrupt eindigt en een toon, die meer geleidelijk afneemt volgens de verg.:

$$I = I_{\text{begin}}\, e^{-\frac{t}{a}},$$

dan blijkt ook hier geen verschil te bestaan tusschen $a = 0$ en waarden van a tot 0,1 sec voor zwakke en tot 0,3 sec voor sterke beginintensiteiten. Dit leert ons, dat de geluidsindruk na het uitschakelen van de toon even blijft voortbestaan en dat de tijd voor het verdwijnen daarvan enkele tiende seconden bedraagt.

Het voorgaande leidt tot de volgende keuze voor de regeltijden:

De inregeltijd (toenemende compressie resp. expansie) moet kleiner zijn dan 0,07 sec; de uitregeltijd kan enkele tiende seconden bedragen.

Deze tijden zijn gelukkig zoo lang, dat signalen met lage frequenties (40 à 50 Hz) zonder hinderlijke vervorming worden weergegeven.

Intusschen bleek het in de practijk gewenscht, de uitregeltijden nog iets langer te kiezen, omdat anders bij compressie met de hand en automatische expansie nog een hinderlijk effect optrad bij de weergave van slaginstrumenten. Deze instrumenten trillen zelf uit, zooals de piano. Kiest men nu de uitregeltijd van de „expander" klein, dan neemt gedurende het uittrillen van een aangeslagen noot de versterking af, zoodat de weergegeven noot schijnbaar sneller uittrilt. Bij groote expansie kan dit effect zeer storend zijn. Bij een uitregeltijd van 0,5 à 1 sec en niet te groote expansie treedt het bovengenoemde verschijnsel niet op de voorgrond.

Aanpassing van compressie en expansie

Indien wij de vervorming door de compressie van het geluid volledig willen opheffen, dan moeten wij niet alleen de karakteristiek van de expander juist kiezen, maar bovendien het regelproces in de expander zoodanig laten verloopen, dat de uitwerking van het regelproces in de compressor volledig wordt opgeheven. Dit is inderdaad mogelijk en komt in wezen daarop neer, dat de vertragingstijden van compressor en expander dezelfde moeten zijn.

Wordt aan de ingangszijde van een compressor wisselspanning toegevoerd, die plotseling van grootte verandert (*fig. 4a*), dan zal de uitgangsspanning als functie van de tijd voorgesteld kunnen worden door fig. 4*b*. Indien nu een dergelijk signaal aan een expander wordt toegevoerd, dan zal de versterkingsfactor van de ontvanger na de plotselinge verandering van de signaalsterkte geleidelijk toenemen en bijv. volgens fig. 4*c* verloopen. Het afgegeven signaal van de ontvanger is gelijk aan het product van het ingangssignaal (kromme *b*) en de versterking (kromme *c*) en kan door juiste constructie van het vertragend element volkomen in overeenstemming worden gebracht met kromme *a*.

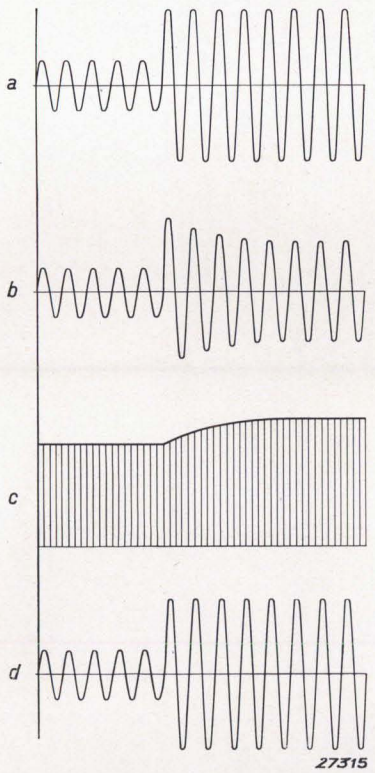


Fig. 4. Werking van vertraagde compressie en expansie
a) Verloop van de geluidsdruk;
b) Verloop van het uitgangssignaal van de zender,
c) Verloop van de versterkingsfactor van de ontvanger,
d) Verloop van het uitgangssignaal van de ontvanger.

Schakelingen

De gebruikelijke schakelingen voor automatische compressie of expansie zijn te verdeelen in twee hoofdgroepen, nl.:

A) schakelingen, waarbij de versterking beïnvloed wordt door de wijziging van de spanningssituatie van een of meer versterkerlampen,

B) schakelingen, waarin gebruik gemaakt wordt van de weerstandsverandering van een gloeidraadje bij verhitting door een electrische stroom.

Het ligt niet in onze bedoeling, een volledig overzicht te geven van de mogelijke schakelingen; we willen alleen in groote trekken enkele mogelijkheden bespreken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

A. Beïnvloeding van de versterking door wijziging in de spanningssituatie van versterkerlampen

Voor het wijzigen van de versterking is een spanning noodig, die afhankelijk is van de intensiteit van het signaal. Deze kunnen wij verkrijgen door het signaal gelijk te richten; het detectie-resultaat, de regelspanning, wordt dan over geschikte vertragende elementen toegevoerd aan de regelversterker. Door keuze van de polariteit van deze spanning kan men naar wensch een compressor of een expander krijgen.

In de regelversterker wordt meestal gebruik gemaakt van een lamp, waarvan de steilheid veranderlijk is met de roosterspanning. Om niet-lineaire vervormingen te vermijden, moet de ingangswisselspanning, welke een dergelijke lamp ontvangt, met een practisch constante steilheid worden versterkt. Deze spanning moet derhalve veel kleiner zijn dan de voor het regelen gebruikte variaties in de roostervoorspanning. In het algemeen zal daarom de regelversterker slechts signalen kunnen verwerken, die te klein zijn om een behoorlijke detectie te geven. Het is dus noodig, het signaal vóór het detecteeren te versterken, waarbij òf gebruik gemaakt kan worden van de eigenlijke versterker, òf van een afzonderlijke detectorversterker. Wij komen aldus tot de blokschema's *fig. 5a* en *5b*.

Het verschil tusschen *5a* en *5b* is, dat de versterkingsfactor in het geval *a* door de ingangsspanning, in het geval *b* door de uitgangsspanning van de regelversterker is bepaald. De laatste schakeling kan echter moeilijkheden met zich meebrengen, omdat een regeling door middel van de uitgangsspanning aanleiding kan geven tot labiliteit. Dit is als volgt in te zien:

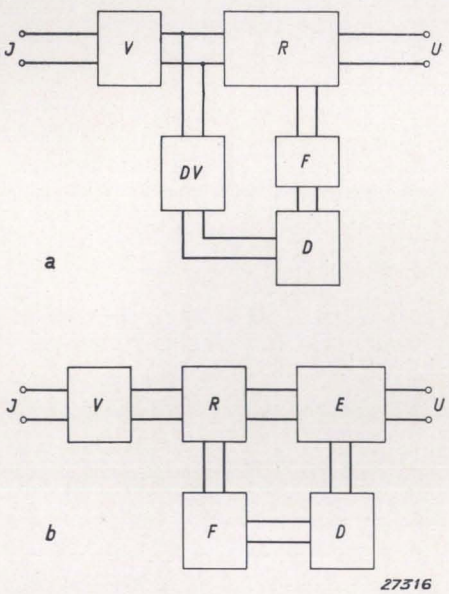


Fig. 5. Blokschema van een compressor of expander.
a) De versterkingsfactor wordt bepaald door het ingangssignaal,
b) De versterkingsfactor wordt bepaald door het uitgangssignaal.
V voorversterker, *R* regeltrap, *F* filter, *D* detector, *DV* detectorversterker, *E* eindversterker.

Is P_i het niveau van het ingangssignaal (in neper), P_u het niveau van het uitgangssignaal, dan is:

$$P_u = P_i + \varphi ,$$

waarbij φ de versterkingsfactor (eveneens in neper) is. Nu verandert de versterkingsfactor van de regelversterker met het uitgangssignaal. Voor kleine variaties kunnen wij schrijven:

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha P_u ,$$

waarbij α in het geval van expansie positief, in het geval van compressie negatief is. Nu volgt uit bovenstaande vergelijkingen:

$$P_u = P_i + \varphi_0 + \alpha P_u ,$$

$$P_u = \frac{P_i + \varphi_0}{1 - \alpha} .$$

Een stabiele werking is alleen mogelijk, indien de uitgangsspanning eindig blijft. α moet dus negatief zijn of positief maar kleiner dan 1. In woorden: Een stabiele werking treedt slechts op, indien de procentueele toename van de versterkingsfactor kleiner is dan de procentueele toename van de uitgangsspanning[4]). Indien de versterkingsfactor, zooals in fig. 5*a*, door het ingangssignaal bepaald is, kan een dergelijk verschijnsel niet optreden. Het uitgangssignaal is dan altijd eindig en is bepaald door een vergelijking van de vorm:

$$P_u = (1 + \alpha)\ P_i + \varphi_0 .$$

Van de uitvoeringsmogelijkheden van de regelaar willen wij noemen:

Versterkingsverandering door verandering van de steilheid van een lamp (deze mogelijkheid werd reeds boven besproken), en

Versterkingsverandering door verandering van de uitwendige weerstand van een lamp. Hiertoe kan men als belastingsweerstand een tweede lamp gebruiken, waarvan de inwendige weerstand sterk van de roosterspanning afhangt. Aan het rooster van deze tweede lamp wordt de regelspanning toegevoerd.

[4]) De voorwaarde is noodzakelijk, maar niet zonder meer voldoende. Bijv. kan ook labiliteit optreden, wanneer een schakeling volgens fig. 5*b* voor compressie wordt gebruikt en α dus negatief is. Deze mogelijkheid ontstaat, indien tengevolge van niet juist uitgezochte filters ook signaalfrequenties via de detector op de regelaar terugkomen, aldus een gesloten systeem vormend, dat bij voldoende versterking zichzelf aan de gang kan houden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Dikwijls gebruikt men twee regellampen in balansschakeling om secundaire effecten, zooals niet-lineaire verschijnselen en spanningsstooten, bij het regelen tegen te gaan.

B. Beïnvloeding van de versterking door verandering van de weerstand van een gloeidraadje

Indien men gebruik maakt van een verandering van de weerstand van een gloeidraad met de temperatuur moet men voor het draadje een materiaal kiezen, waarbij een groote weerstandsvariatie mogelijk is. Hiertoe is behalve een groote temperatuurcoëfficient van de soortelijke weerstand ook noodig, dat het materiaal een hooge temperatuur kan verdragen, zonder vormverandering of smelten. Het blijkt, dat de maximale weerstandsveranderingen te verkrijgen zijn met wolfraam, hoewel de temperatuurcoëfficient hiervan kleiner is dan bijv. die van ijzer; wolfraam kan echter temperaturen van bijv. 2100° C gemakkelijk verdragen, terwijl ijzer al bij 1528° C smelt. Verder leent wolfraam zich uitstekend tot het maken van het gloeidraadje, dat, in een ballon ingesmolten in de vorm van een lampje, een handelbaar onderdeel wordt.

Alvorens in te gaan op de eigenschappen, die het lampje moet hebben, willen we eerst een paar schakelvoorbeelden behandelen, en wel voor expansie. Volgens dezelfde principes kunnen echter ook compressieschakelingen ontwikkeld worden; vaak zijn deze op eenvoudige wijze uit de expansieschakeling af te leiden.

Deze mogelijkheid biedt bijv. een brugschakeling volgens *fig. 6*. De brug bestaat uit twee lampjes

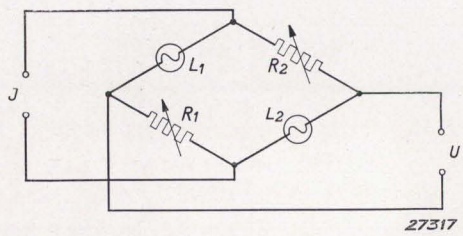


Fig. 6. Brugschakeling voor het verkrijgen van de regelspanning van een expander. De weerstanden R_1 en R_2 zijn dusdanig afgesteld, dat de brug bij een kamertemperatuur van de gloeidraden L_1 en L_2 in evenwicht is. Wanneer een wisselspanning aangebracht wordt, dan neemt de temperatuur van de draden toe. Hierdoor geraakt de brug uit evenwicht en komt over de uitgangsklemmen een spanning te staan, die sterker toeneemt dan de wisselspanning.

in twee tegenover elkaar liggende takken en twee constante weerstanden R_1 en R_2. Stelt men de weerstanden zoodanig in, dat de brug voor kamertemperatuur van de gloeidraden L_1 en L_2 in evenwicht is, dan is de verhouding van de uitgangsspanning tot de ingangsspanning klein voor spanningen, die de gloeidraadjes nauwelijks verwarmen; voor grootere spanningen, waardoor de gloeidraden wel verwarmd worden, is de brug niet in evenwicht en zal V_u/V_i grooter worden.

Op deze wijze verkrijgt men een expander. Door evenwichtsinstelling van de brug bij warme gloeidraden kan men juist bereiken, dat voor zwakkere signalen V_u/V_i grooter wordt; men heeft dan een compressor.

Een andere mogelijkheid is de schakeling van *fig. 7*. Hierbij maakt men gebruik van een

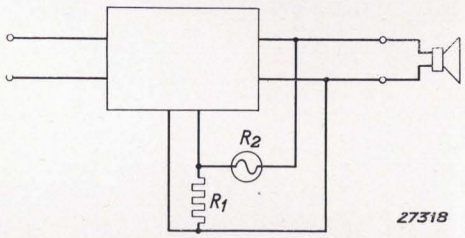


Fig. 7. Een zeer eenvoudige expansieschakeling, welke gebruik maakt van een veranderlijke tegenkoppeling. Met toenemende uitgangsspanning wordt de weerstand R_2 van het lampje grooter. Hierdoor neemt de sterkte van de tegenkoppeling af; de versterkingsfactor wordt dientengevolge vergroot.

tegenkoppeling, die afhankelijk is van de uitgangsspanning. De versterkingsfactor μ van een tegengekoppelde versterker kan worden voorgesteld door [5]) :

$$\mu = \frac{\alpha}{1 + \alpha\beta}.$$

Hierin is α de versterking, d.w.z. verhouding van uitgangsspanning tot ingangsspanning, zonder tegenkoppeling, en β de verhouding van de tegengekoppelde spanning tot de uitgangsspanning. In het geval van *fig. 7* is dus $\beta = R_1/(R_1 + R_2)$. Met toenemende weerstand R_2 wordt β kleiner en dus de versterking μ grooter.

Deze schakeling heeft het voordeel van groote eenvoud; men moet echter ter verkrijging van het gewenschte verloop van de expansiekarakteristiek eenige speciale eischen aan het lampje stellen, en wel:

1) In het gebied van de normale spanningen, die aan de uitgang van een radiotoestel optreden, moet de weerstand van het lampje behoorlijk veranderen.
2) Het lampje mag niet te veel energie opnemen, omdat dit ten koste gaat van de aan de luidspreker afgegeven energie.
3) De warmtetraagheden (opwarmtijd en afkoeltijd) van het gloeidraadje moeten zoodanig zijn, dat de juiste regeltijden verkregen worden. Deze eisch geldt natuurlijk voor iedere expansieschakeling met gloeidraden.

[5]) Zie bijv. het artikel „Tegenkoppeling" in Philips techn. T. 2, 289, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Aan deze eischen kon men slechts voldoen door een zeer dunne draad te nemen, die tot een spiraal opgewikkeld wordt; dit laatste o.a. om met een zoo gering mogelijk toegevoerd vermogen de temperatuur van de draad hoog te maken. De gloeidraad bevindt zich in vacuum, zoodat de warmteafgifte alleen door straling plaats vindt. Om de weerstand van de lamp een geschikte waarde te geven en om met weinig vermogen te kunnen volstaan, is het noodig gebleken, draad te nemen van slechts 9 μ dikte.

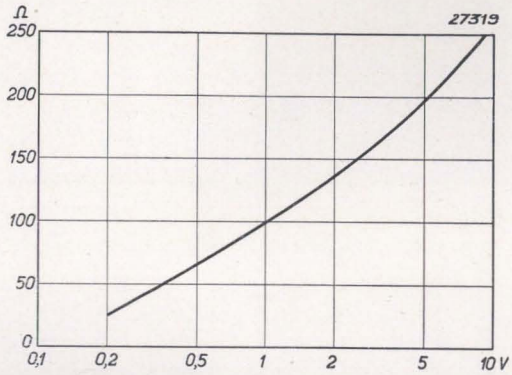


Fig. 8. Weerstand van het voor expansieschakelingen gebruikte lampje als functie van de spanning.

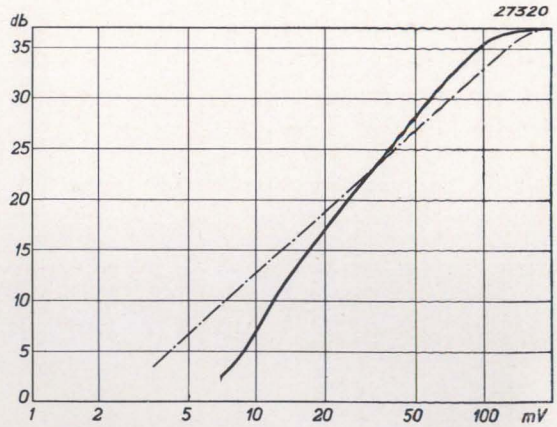


Fig. 9. Expansiekarakteristiek, die met een schakeling volgens fig. 7 bereikt wordt. Een intensiteitsgebied van 24 db aan de ingangszijde wordt uitgerekt tot 34 db. De streep-punt-lijn vertoont de karakteristiek bij afwezigheid van expansie.

De vertragingstijden van het lampje bleken zeer geschikt uit te komen met de gewenschte waarden; de tijd voor het opwarmen bedraagt ongeveer 0,1 sec en die voor het afkoelen ca. 0,6 sec.

Fig. 8 geeft het verband tusschen de weerstand van het lampje en de spanning, terwijl *fig. 9* een voorbeeld geeft van een gemakkelijk te verkrijgen expansiekarakteristiek.

VERSCHIJNSELEN IN VERSTERKERLAMPEN, VEROORZAAKT DOOR SECUNDAIRE EMISSIE

door J. L. H. JONKER.

537.533.8 : 621.396.645.3

In versterkerlampen kan secundaire emissie optreden, zoowel aan electroden als aan niet-geleiders, die zich op een positieve potentiaal bevinden. In dit artikel worden enkele verschijnselen besproken, die met deze secundaire emissie in verband staan.

De secundaire emissie van de anode heeft een ongunstige uitwerking op de karakteristiek van tetroden. Hierin is verbetering te brengen door de anode met een geschikt materiaal te bedekken of van ribben te voorzien, en verder door een extra electrode toe te passen en door op geschikte wijze gebruik te maken van de ruimtelading.

De secundaire emissie van isolatoren heeft het effect, dat een isolator, die door electronen wordt getroffen en secundaire electronen uitzendt, een aanzienlijke positieve potentiaal kan aannemen. Dit effect wordt toegepast op het fluorescentiescherm van kathodestraalbuizen en kan bovendien ongewenscht optreden in radiolampen en dan een sterke vervorming en uitgangsdemping veroorzaken. Tenslotte worden enkele wegen aangegeven om de secundaire emissie van isolatoren te bestrijden.

Wanneer een plaat door electronen wordt getroffen, die versneld zijn door een voldoend groote spanning, dan worden secundaire electronen uit de plaat vrij gemaakt, zooals in vroegere artikelen [1, 2]) in dit tijdschrift is besproken.

In het laatstaangehaalde artikel werd uiteengezet, hoe men van het verschijnsel der secundaire emissie opzettelijk gebruik kan maken om electronenstroomen te versterken; in dit geval worden speciaal geprepareerde electroden gebruikt, die bij beschieting met primaire electronen een groote secundaire emissie geven. Secundaire electronen kunnen echter in iedere versterkerbuis optreden, wanneer electronen, die door de in versterkerbuizen gebruikelijke spanningen versneld zijn, een geleidend of isoleerend oppervlak treffen. In het algemeen kan hun aantal ook voor niet speciaal geprepareerde opper-

---

[1]) H. Bruining, Secundaire electronenemissie, Philips techn. T. **3**, 80, 1938.

[2]) J. L. H. Jonker en M. C. Teves, Technische toepassingen van de secundaire emissie, Philips techn. T. **3**, 137, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

vlakken van dezelfde orde van grootte zijn als dat van de primaire electronen.

In dit artikel zullen de verschijnselen, die in een versterkerbuis als gevolg van deze secundaire emissie optreden, worden besproken en tevens zal worden nagegaan, welke middelen ter beschikking staan om de secundaire emissie in gevallen, waar ze ongewenscht is, te bestrijden, althans te vermijden, dat ze een nadeelige invloed op de werking van de buis heeft.

Secundaire emissie van geleiders

Als voorbeeld van een geleider, waaraan een ongewenschte secundaire emissie kan optreden, beschouwen wij de anode van een tetrode, d.i. een lamp, waarin achtereenvolgens een kathode, een stuurrooster, een schermrooster en een anode geplaatst zijn.

Hier doet zich de omstandigheid voor, dat bij sterke wisselingen van de anodespanning, zooals deze bij eindlampen optreden, de minima van de anodespanning belangrijk lager kunnen zijn dan de schermroosterspanning. De getrokken lijn in *fig. 1*

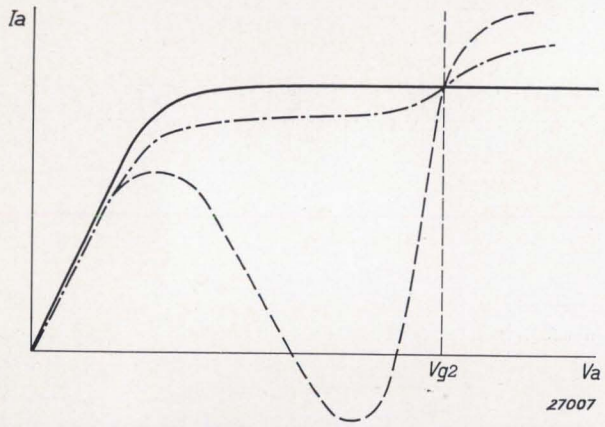


Fig. 1. Stroom-spanningskrommen van tetroden.
- - - - - - - anodestroom van een tetrode als functie van de anodespanning. V_{g_2} is de schermroosterspanning.
—·—·— stroomspanningskromme, indien de secundaire emissie door middel van een koollaag en ribben gedeeltelijk onderdrukt is.
———— stroomspanningskromme bij afwezigheid van secundaire emissie.

stelt nu als functie van de anodespanning (bij constante schermroosterspanning) de anodestroom voor, welke zou loopen, indien er geen secundaire emissie zou optreden. Is echter wel secundaire emissie aanwezig, dan verloopt de stroom volgens de stippellijn.

Het verschil tusschen de twee krommen is als volgt te verklaren: Is de anodespanning hooger dan de schermroosterspanning, dan worden de secundaire electronen, welke uit de anode treden, door een tegenveld naar de anode teruggedreven. De, in aantal veel geringere, primaire electronen, die het schermrooster treffen, zullen aldaar ook secundaire electronen vrijmaken. Deze electronen worden door hetzelfde veld naar de anode getrokken, zoodat de anodestroom bij aanwezigheid van secundaire emissie iets grooter is dan zonder secundaire emissie.

Wordt de anodespanning lager dan de schermroosterspanning, dan zal het veld van teeken veranderen en de secundaire electronen van de anode zullen naar het schermrooster worden getrokken. Hierdoor neemt plotseling de anodestroom sterk af en de schermroosterstroom sterk toe, hetgeen tot gevolg kan hebben, dat in de anodewisselstroom sterke vervormingen optreden. De ter bestrijding van deze ongewenschte verschijnselen beschikbare middelen zijn nu in twee groepen te verdeelen:

1e. kan men trachten de secundaire emissie van de anode laag te houden.
2e. kan men de uitwerking van de secundaire electronen onschadelijk trachten te maken door geschikte constructie van de anode of door toepassing van een extra electrode.

De mogelijkheden tot verlaging van de secundaire emissie zijn reeds eerder in dit tijdschrift uitvoerig beschreven (Bruining l.c.). De laagste secundaire emissie heeft een koollaag, die zoodanig is aangebracht, dat het oppervlak ruw of vlokkig is, zoodat de secundaire electronen voor een groot gedeelte in de holten tusschen de koolkorrels gevangen blijven en niet weggezogen kunnen worden. De op deze wijze verlaagde secundaire emissie bedraagt echter nog steeds 30 - 50% van de primaire electronenstroom. Een algeheele opheffing van de secundaire emissie is dus op deze wijze niet te verkrijgen en er zijn juist in ontladingsbuizen een aantal factoren in het spel, die het zelfs moeilijk maken deze lage waarden daarvan tijdens het bedrijf te behouden. Eén dezer factoren is in een vorig artikel reeds genoemd, nl. wijziging van het oppervlak door het neerslaan van verdampend materiaal, barium en bariumoxyde, van de verhitte kathode. Ook de hooge temperatuur bij het ontgassen der electroden en de bij het fabricage-proces vrijkomende gassen en de gebruikte getter kunnen oorzaak zijn van een oppervlakteverandering, die de waarde van de secundaire emissie doet toenemen.

Gezien het feit, dat een onderdrukking der secundaire electronenemissie onmogelijk bleek, werd in de loop der tijden naar andere middelen gezocht om de uitwerking der secundaire emissie onschadelijk te maken. Dit is inderdaad voor een groot gedeelte mogelijk, bijv. door op de anode

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ribben of schotten aan te brengen (zie *fig. 2*). Hierdoor wordt een soortgelijke werking bereikt als

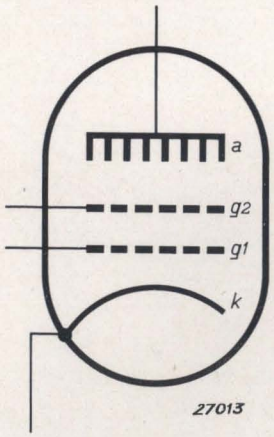


Fig. 2. Tetrode met ribben-anode. De secundaire electronen, welke uit de anode treden, worden voor een groot gedeelte door de ribben weer opgevangen.

door toepassing van een poreuze koollaag. De tusschen de schotten vrijgemaakte secundaire electronen worden voor het grootste gedeelte door de schotten opgevangen en keeren dus naar de anode terug.

In fig. 1 stelt —·—·—· de anodestroom voor van een dergelijke lamp, waarvan de anode en schermrooster bovendien nog met een koollaag bedekt waren. Zooals te verwachten was, is de secundaire electronenstroom van de anode naar het schermrooster wel aanzienlijk verminderd, maar niet geheel opgeheven. De resteerende knik in de stroomkromme bewijst, dat de secundaire emissie nog bemerkbaar is.

Een afdoend middel om de overgang van secundaire electronen van de anode naar het schermrooster te beletten is de tusschenvoeging van een extra electrode, een zg. vangrooster, dat, toegepast in een tetrode, hiervan een penthode maakt. Dit middel wordt in de meeste radiolampen gebruikt.

Hoe werkt een vangrooster? De werking berust op het feit, dat de secundaire electronen voor het grootste gedeelte betrekkelijk geringe snelheden hebben, zoodat een tegenspanning van enkele tientallen volt voldoende is om practisch alle secundaire electronen terug te sturen. Plaatsen wij nu een fijnmazig rooster voor de anode, dat steeds bijv. een 20 V lagere spanning zou bezitten dan deze, dan zou de secundaire emissie onderdrukt worden. Practisch kan hetzelfde effect bereikt worden door tusschen schermrooster en anode een ijl rooster te plaatsen, dat verbonden is aan een punt van lage potentiaal, bijv. de kathode. Door een juiste keuze van de maaswijdte en de plaats van dit rooster kan bereikt worden, dat de laagste spanning op de weg van de electronen tusschen anode en schermrooster steeds voldoende beneden de anodespanning ligt om de secundaire electronen te doen omkeeren. Aan de andere kant moet deze spanning, ook bij de laagst voorkomende anodespanning, nog steeds positief zijn, omdat anders niet alle electronen de anode bereiken. In *fig. 3* is het potentiaalverloop

Fig. 3. Potentiaalverloop tusschen schermrooster en anode in een penthode zonder ruimtelading (vlakke opstelling der electroden).

voor twee waarden van de anodespanning weergegeven, waarbij afgezien is van ruimteladingen tusschen schermrooster en anode.

De ruimtelading heeft tot gevolg, dat de lijn, die het potentiaalverloop weergeeft tusschen twee vlakke electroden, niet meer recht verloopt maar naar beneden hangt. *Fig. 4b* geeft het poten-

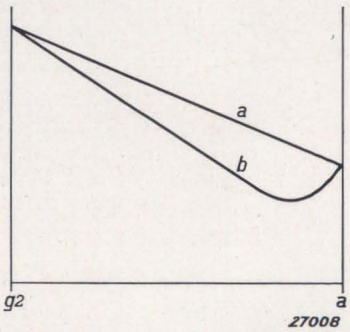


Fig. 4. Potentiaalverloop tusschen schermrooster en anode in een tetrode; *a* zonder, *b* met ruimtelading. De ruimtelading belet de overgang van secundaire electronen van anode naar schermrooster.

tiaalverloop tusschen het schermrooster en de anode weer, zooals het zou zijn bij een groote anodestroom (veel ruimtelading), een lage anodespanning en bij afwezigheid van een vangrooster.

Het blijkt, dat bij een groote stroom tusschen schermrooster en anode ook hier een potentiaalminimum kan ontstaan, dat in staat is, de overgang van secundaire electronen tusschen anode en schermrooster te beletten.

Een practisch bruikbare constructie, die van dit effect gebruik maakt, werd verkregen door de werking van de ruimtelading te combineeren met die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van een extra electrode, hier bestaande uit twee plaatjes die met de kathode verbonden zijn (*fig. 5*). Deze constructie is eenvoudiger dan die van een vangrooster en onderdrukt de overgang van secundaire electronen tot een anodespanning van ca. 30 V geheel, zooals blijkt uit het in *fig. 6* weergegeven verloop van de anodestroom als functie van de anodespanning. De anodestroom blijft bij verlaging van de anodespanning tot ca. 30 V zeer goed constant en neemt dan met een scherpe knik plotseling sterk af.

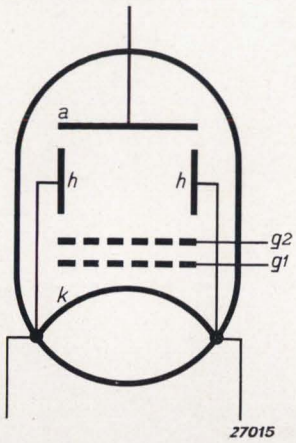


Fig. 5. Om de overgang van secundaire electronen van anode naar schermrooster te beletten moet de potentiaal in de ruimte tusschen deze electroden worden verlaagd. Dit is hier bereikt door de hulpelectroden *h*, die op kathodepotentiaal gehouden worden. Tegelijkertijd wordt hierdoor de looptijd der electronen en dus ook de ruimtelading vergroot, waardoor de potentiaal nog verder verlaagd wordt.

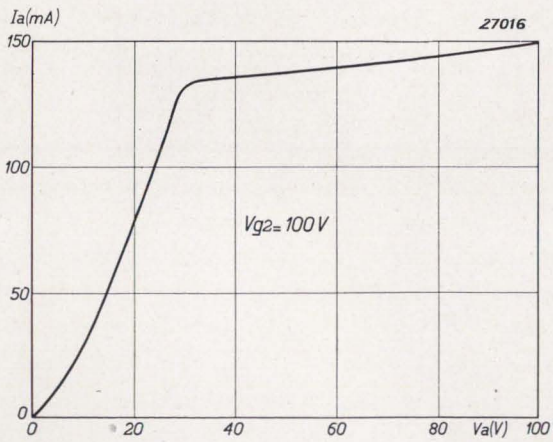


Fig. 6. I_a-V_a-karakteristiek van een tetrode met hulpelectrode volgens fig. 5.

Secundaire emissie van isolatoren

Beschouwen we een isoleerend gedeelte in een radiolamp, dat door electronen wordt getroffen, bijv. een steunisolator. Dit onderdeel, dat gemakkelijk een groote secundaire emissiefactor kan hebben, zal via het geringe geleidingsvermogen van de isolatie verbonden zijn met de verschillende electroden. Een bepaald oppervlakteelement van de steunisolator zal men nu kunnen voorstellen als een secundair emitteerende plaat P (zie *fig. 7*), die via een groote weerstand R aangesloten is op een soort gemiddelde spanning V_0 van de electroden, die dus bijv. iets lager zal zijn dan de anodespanning. Het schema komt volledig overeen met dat van een dynatron (zie het artikel, geciteerd in noot [2]) en dit geldt ook voor de stroom I_p van de secundair emitteerende plaat als functie van haar spanning. Deze karakteristiek is in *fig. 8a* weergegeven. Met toenemende spanning neemt I_p eerst toe, bereikt een maximum en neemt dan af (en kan zelfs negatief worden), omdat de coëfficient der secundaire emissie in een bepaald spanningsgebied dusdanig oploopt, dat het aantal secundaire electronen sterker toeneemt dan het aantal primaire. Zoodra de plaatspanning echter boven de anode-

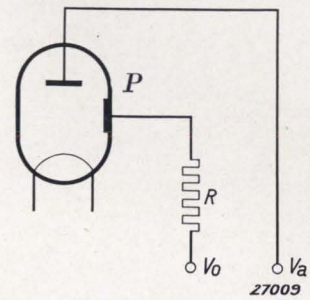


Fig. 7. Vervangingsschema voor een isoleerend gedeelte in een radiolamp, dat door electronen wordt getroffen.

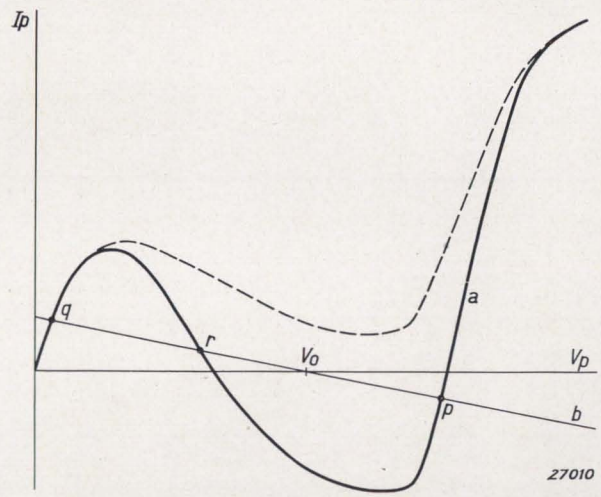


Fig. 8. Kromme a: Stroom I_p van een sterk secundair emitteerende plaat, die door electronen wordt beschoten, als functie van de plaatspanning. Bij een minder sterke secundaire emissie zal men een verloop vinden, zooals de gestippelde kromme aangeeft.

Kromme b: Spanning V_p van dezelfde plaat als functie van de stroomsterkte, indien de plaat op een bron met de gelijkspanning V_0 is aangesloten via een groote weerstand.

De snijpunten van de lijnen a en b bepalen de stationnaire toestanden. De instelling is tweewaardig gegeven door p en q. Het punt r is een labiele toestand. In de toestand p is de potentiaal van de plaat hooger dan de spanning V_0.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

spanning V_a is gekomen, kunnen de secundaire electronen de plaat niet meer verlaten en de stroom neemt plotseling zeer sterk toe tot de waarde, die hij zou hebben bij afwezigheid van secundaire emissie.

Welke spanning zal de secundair emitteerende plaat nu in een stationnaire toestand aannemen? Uit fig. 7 volgt tusschen de stroomsterkte I_p en de spanning V_p van de plaat het verband:

$$V_p = V_0 - I_p R .$$

Dit verband is in fig. 8 (rechte lijn *b*) voorgesteld, samen met de karakteristiek *a*, die eveneens een verband geeft tusschen I_p en V_p. De stationnaire toestanden zijn gegeven door de snijpunten *p*, *q* en *r*. Het snijpunt *q* bestaat altijd; de snijpunten *p* en *r* zullen niet optreden, indien de secundaire emissie laag is, zoodat de karakteristiek bijv. de gestippelde gedaante heeft. Wij zien, dat de secundair emitteerende plaat zich bij sterke secundaire emissie op verschillende spanningen kan instellen. De laagste spanning (*q*) komt vrijwel overeen met die van de kathode, de hoogste (*p*) met die van de anode; de instelling *r* is niet stabiel.

Laten we bijv. onderstellen, dat de toestand van de plaat oorspronkelijk door het werkpunt *r* gegeven was en dat bijv. door een fluctuatie in de secundaire emissie, de spanning V_p iets is toegenomen. Het gevolg is, dat de toevoer van electronen naar de plaat ($I_{\text{primair}} - I_{\text{secundair}}$) sterker afneemt (kromme *a*) dan de afvoer van electronen via de lekweerstand *R* (kromme *b*). De plaat zal dus een positieve lading verkrijgen en dientengevolge zal haar spanning verder toenemen, totdat de stationnaire toestand *p* is bereikt.

Het feit, dat een isolator zich bij beschieten met electronen op een hooge spanning kan instellen en een sterke secundaire emissie kan leveren, is in een radiolamp soms aanleiding tot ongewenschte verschijnselen. Alvorens hierop in te gaan willen wij echter aantoonen, hoe dit zelfde verschijnsel in kathodestraalbuizen nuttig gebruikt kan worden.

Het fluoresceerende scherm van kathodestraalbuizen bestaat uit een isoleerend materiaal en moet op een hooge spanning staan, opdat de electronen er met voldoende kinetische energie op terecht komen om fluorescentie op te wekken. Indien nu de secundaire emissie van het scherm kleiner was dan de primaire electronenstroom, dan zou het scherm een negatieve lading krijgen en de hooge spanning zou niet kunnen blijven bestaan. Het scherm moet dus een hooge secundaire emissie hebben, Verder moet ervoor gezorgd worden, dat bij het inschakelen het scherm een spanning kan bereiken, die grooter is dan *r* in fig. 8, anders zou het scherm zich niet op het werkpunt *p* instellen, maar op *q*.

In *fig. 9* is aangeduid hoe de constructie practisch

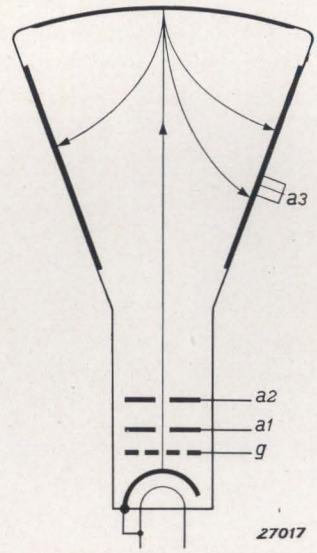


Fig. 9. Constructie van een kathodestraalbuis. De verzamelelectrode a_3 heeft de taak om te zorgen, dat het fluorescentiescherm zich bij het beschieten met electronen op een positieve potentiaal instelt, en verder om de secundaire electronen op te vangen.

kan worden uitgevoerd. Dicht bij het scherm is de binnenwand van de buis bekleed met een electrode, die op een hooge spanning wordt gebracht. Deze electrode heeft een tweeledig doel, ten eerste om te zorgen, dat het scherm bij het inschakelen op een zoo hooge spanning staat, dat een voldoend groote secundaire emissie optreedt, ten tweede om de secundaire electronen snel weg te kunnen zuigen.

Zooals boven gezegd, kan de secundaire emissie van niet-geleiders ook ongewenscht optreden aan de isolatoren en de glaswand van radiolampen. Dit verschijnsel kan op twee verschillende wijzen aanleiding geven tot storingen: bij eindlampen treedt vervorming op, bij hoogfrequent-versterkerlampen onstaat een extra demping in de uitgangsketen.

Bij eindlampen, waar de anodespanning groote

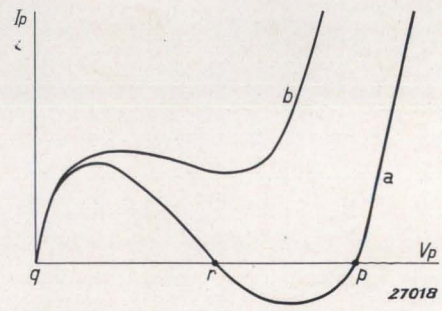


Fig. 10. Stroom van een isoleerend gedeelte in een radiolamp als functie van de potentiaal van dit gedeelte; *a* bij een hooge anodespanning, *b* bij een lage anodespanning.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

amplituden heeft, zal de I_p-V_p-karakteristiek van een isolator in de nabijheid van de anode sterk variëeren. In bepaalde gevallen kan de karakteristiek bij de hoogste anodespanning dusdanig zijn, dat een werkpunt p van hooge potentiaal bestaat, terwijl dit bij de laagste anodespanning niet het geval is, omdat de secundaire electronen van de isolator niet in voldoende mate weggezogen worden (zie *fig. 10*). In dat geval kan het voorkomen, dat de potentiaal van de isolator bij het op en neergaan van de anodespanning telkens tusschen een hooge en een lage waarde verspringt. Bij elke spanningssprong kan een lading op het stuurrooster geinduceerd worden, waardoor pieken in het verloop van de anodestroom optreden (zie *fig. 11*).

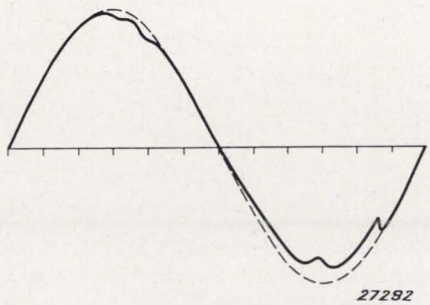
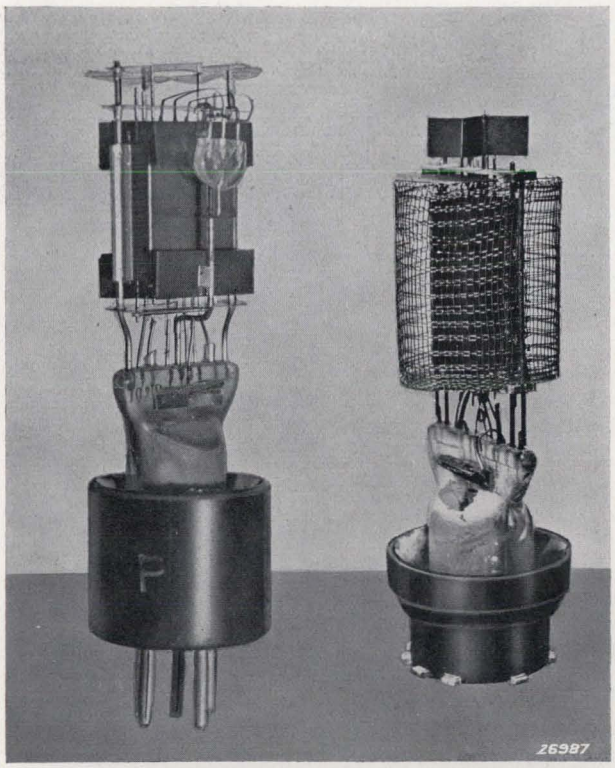


Fig. 11. Verloop van de anodestroom als functie van de tijd voor een eindlamp, bij sinusvormige roosterspanning. De kromme vertoont een aantal onregelmatigheden, afkomstig van een plotseling verspringen van de potentiaal van een steunisolator of de glaswand.

Bij hoogfrequentlampen, waar het gewenscht is, dat de anodestroom weinig verandert met de anodespanning (dus dat de inwendige weerstand hoog is), kan men last ondervinden van secundaire electronen, welke uit een isolator treden en de anode bereiken. Aangezien de isolator zelf geen stroom kan voeren is deze extra electronenstroom gelijk aan de primaire electronenstroom naar de isolator. Deze primaire stroom verandert nu in het algemeen sterk met de spanning van de isolator, welke bij een verandering van de anodespanning ongeveer even sterk zal veranderen. De secundaire electronenstroom, die op de anode terecht komt, zal dus ook sterk met de anodespanning veranderen en dit beteekent, dat de inwendige weerstand aanzienlijk kleiner wordt, zoodat de versterking van de hoogfrequentie-trap achteruit gaat.

Teneinde deze schadelijke invloeden te vermijden, kunnen weer verschillende wegen worden gekozen. Wanneer bijv. het storende verschijnsel afkomstig is van steunisolatoren binnen het systeem, dan zal het de meest practische oplossing zijn, deze te bedekken met een stof, waarvan de coëfficient der secundaire emissie kleiner is dan 1 (bijv. een kool-laag). Is het gevaarlijke deel de binnenzijde van de ballon, dan kan het verspringen van de potentiaal ook vermeden worden door deze capacitief te aarden. Hiertoe kan men de ballon aan de buitenzijde bedekken met een metallische bekleeding, welke op een lage potentiaal (bijv. die van de kathode) wordt gehouden. Tenslotte kan men een lading van de ballonwand vermijden, door geheel te voorkomen, dat electronen uit het electrodensysteem treden en de glaswand bereiken. Dit is te verwezenlijken door middel van schermen. *Fig. 12a* laat een eindlamp met een massieve anode zien, waarvan de einden door kappen zijn afgesloten, zoodat het uittreden van electronen onmogelijk is gemaakt. Wordt een gazen anode gebruikt, zooals ter verbetering van de warmteuitstraling van de onderdeelen binnen de anode dikwijls noodzakelijk is, dan moet deze afscherming ook achter de anode worden voortgezet. Hiertoe is geschikt een gazen kooi op kathode potentiaal, waaruit de electronen niet naar buiten kunnen treden (fig. 12*b*). Vóór de veel gebruikte mica-steunisolatoren aan de uiteinden van het systeem kunnen ook schermen met een lage potentiaal worden aangebracht, welke het opvallen van electronen beletten.



a *b*

Fig. 12 a) Eindlamp, waarbij de mica-steunplaten en de glaswand beschermd zijn tegen beschieting met electronen door afsluitende kapjes aan de uiteinden van het systeem. b) Bij een versterkerlamp met gazen anode is de glaswand blootgesteld aan een sterke beschieting met electronen. Om dit te vermijden, is de anode omhuld met een gazen kooi, die met de kathode is verbonden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

EEN TOESTEL VOOR HET METEN VAN SCHRIJFSNELHEDEN VAN KATHODESTRAALBUIZEN

door L. BLOK.

621.317.087: 621.317.755: 711.3

Beschreven wordt een eenvoudige apparatuur voor het bepalen van de maximale fotografeerbare schrijfsnelheid van kathodestraalbuizen. Men laat de lichtvlek op het scherm een logarithmische spiraal doorloopen, waarbij de snelheid in elk punt der baan gemakkelijk bepaald worden kan. Het punt, waar de spiraal op de foto juist nog voldoende zichtbaar is, bepaalt de maximale schrijfsnelheid.

Indien men met behulp van een kathodestraalbuis verschijnselen onderzoekt, die niet periodiek of stationnair zijn, doch slechts eenmaal optreden, zal men in het algemeen er toe overgaan, het verschijnsel fotografisch vast te leggen. Immers, in de meest voorkomende gevallen kan men dan met visueele waarneming de details niet voldoende nagaan.

Als voorbeelden van verschijnselen, die op deze wijze onderzocht worden, noemen we het inschakelen bij transformatoren, de doorslag bij het beproeven van isolatiematerialen, de terugslag in gelijkrichters, atmosferische ontladingen, enz.

Bij een fotografische opname van een dergelijk verschijnsel zal de zwarting der lichtgevoelige plaat afhangen van:

a) de helderheid B van de kathodestraalvlek,
b) de vlekdiameter D,
c) de snelheid v, waarmede de vlek beweegt,
d) de optische vergrooting N,
e) de lichtgevoeligheid η van het fotografische materiaal.

Een uitvoerige behandeling van het verband tusschen de zwarting en de onder a tot e genoemde factoren is reeds in een vorig artikel in dit tijdschrift gepubliceerd [1]), waar ook metingen betreffende de maximale schrijfsnelheid besproken werden. Voor de contrôle van de fabricage der kathodestraalbuizen is het gewenscht, deze schrijfsnelheid op eenvoudige wijze te bepalen. In het volgende wordt een daarvoor uitgewerkt meetapparaat nader beschreven.

Principe

Om met één opname de maximale schrijfsnelheid te bepalen is het noodzakelijk, de vlek een baan te doen doorloopen, waarop de snelheid continu verandert, terwijl op elk punt van die baan de snelheid voldoende nauwkeurig bekend moet zijn. Men kan nu op de opname het punt bepalen, waar de baan nog juist voldoende zichtbaar is. De snelheid in dat punt is dan onder de gegeven omstandigheden de maximale fotografeerbare schrijfsnelheid.

Een zeer geschikte oplossing verkrijgt men, wanneer de lichtvlek een logarithmische spiraal met constante hoeksnelheid doorloopt.

Zooals bekend wordt deze kromme in poolcoördinaten voorgesteld door de vergelijking:

$$\varrho = A\, e^{-a\varphi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

De exponent der e-macht is negatief genomen, zoodat met toenemend argument φ de voerstraal ϱ afneemt (*fig. 1*). Maakt men φ lineair afhankelijk van de tijd door te stellen:

$$\varphi = \omega t\,, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

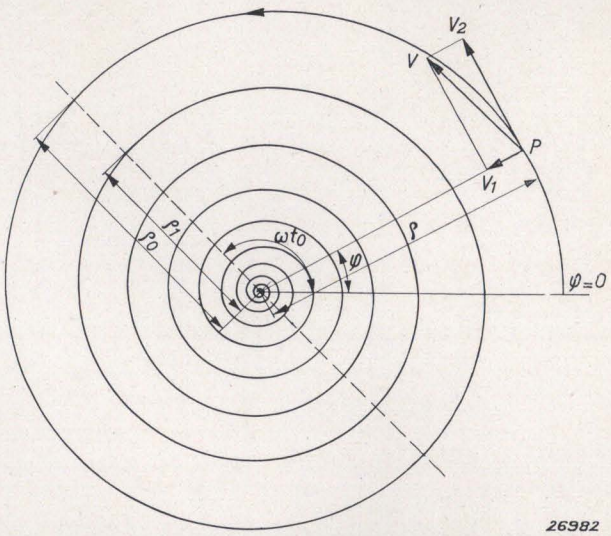


Fig. 1. Logarithmische spiraal: $\varrho = A\, e^{-a\varphi}$

waarin ω een geschikte hoeksnelheid is, dan verkrijgen we:

$$\varrho = A\, e^{-a\omega t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Voor $t = 0$ is $\varrho = A$, voor $t = \infty$ wordt $\varrho = 0$.

De snelheid in een willekeurig punt P van de spiraal (zie *fig. 1*) wordt gegeven door:

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}\,,$$

waarin v_1 de radiale snelheid en v_2 de snelheid lood-

[1]) J. F. H. Custers: Het registreeren van snel verloopende electrische verschijnselen met behulp van kathodestraalbuis en camera, Philips techn. T. **2**, 148, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

recht op de voerstraal is. We hebben nu de betrekkingen

$$v_1 = \frac{d\varrho}{dt} \text{ en}$$

$$v_2 = \varrho \frac{d\varphi}{dt} = \varrho\ \omega\ .$$

Uit vergelijking (3) vindt men:

$$v_1 = \frac{d\varrho}{dt} = -\ a\ \omega\ A\ e^{-a\omega t} = -\ a\ \omega\ \varrho\ ,$$

zoodat:

$$v = \sqrt{a^2\omega^2\varrho^2 + \varrho^2\omega^2} = \varrho\ \omega\ \sqrt{a^2+1} \quad \cdots \quad (4)$$

Maakt men a^2 klein ten opzichte van 1, dan wordt de radiale snelheid v_1 klein in vergelijking met de snelheid v_2, en wordt de afstand tusschen de opeenvolgende windingen van de spiraal klein tenopzichte van de straal ϱ. Voor de snelheid v heeft men dan bij benadering:

$$v = \varrho\ \omega \quad \cdots \quad (5)$$

Deze uitdrukking geeft de snelheid van een punt, dat een cirkel doorloopt met een hoeksnelheid ω en een straal ϱ. De gebruikte benadering komt er derhalve op neer, dat het aantal windingen van de spiraal zóó groot moet zijn, dat een element daarvan beschouwd kan worden als een element van een cirkel.

Uitvoering

Om na te gaan, hoe langs electrische weg een spiraal op de kathodestraalbuis kan worden verkregen, gaan we over tot cartesische coördinaten.

Daartoe stellen we:

$$x = \varrho \cos\varphi = Ae^{-a\varphi}\cos\varphi\ ,$$
$$y = \varrho \sin\varphi = Ae^{-a\varphi}\sin\varphi\ .$$

Met $\varphi = \omega t$ wordt dit:

$$x = A\ e^{-bt}\cos\omega t = A\ e^{-bt}\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)\ ,$$

$$y = A\ e^{-bt}\sin\omega t\ ,$$

waarin $a\omega = b$ is gesteld.

x en y, als functie van de tijd t, hebben de vorm van twee gedempte trillingen, die onderling 90° in phase verschoven zijn. Daar de uitwijking van de vlek op het scherm evenredig is met het spanningsverschil op de platen, is het voldoende, aan beide stellen platen gedempte sinusvormige trillingen te leggen, die onderling 90° in phase verschoven zijn.

Een dergelijke spanning wordt op eenvoudige manier verkregen door een LCR-kring electrisch aan te stooten, waarna deze uittrilt in zijn eigen frequentie volgens de bekende vergelijking:

$$V_t = V_0\ e^{-\frac{R}{2L}t}\cos\omega t,$$

waarin V_0 de spanning op de kring is tengevolge van de stoot ten tijde $t = 0$, V_t de spanning ten tijde t, R de serieweerstand, L de zelfinductie van de kring, $R/2L$ de dempingsfactor en $\omega = 2\pi f$, waarin f de eigen frequentie van de kring voorstelt.

Door deze spanning te leggen aan de primaire wikkeling P van een transformator, die twee gescheiden gelijke secondaire wikkelingen S_1 en S_2 heeft (*fig. 2*), krijgt men secondair twee gelijke

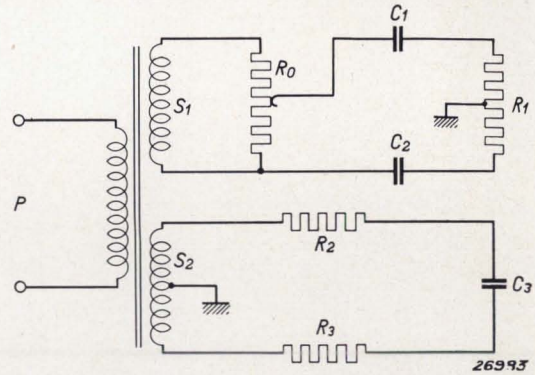


Fig. 2. Transformator met twee gelijke symmetrisch belaste secondaire wikkelingen. De spanningen op R_1 en C_3 zijn 90° in phase verschoven en symmetrisch ten opzichte van aarde.

spanningen van dezelfde vorm als de primaire spanning.

Om nu de gewenschte phaseverschuiving te verkrijgen, belast men S_1 met de weerstand R_1 en de condensatoren C_1 en C_2 en S_2 met R_2, R_3 en C_3, die zoo groot gekozen worden, dat:

$$\frac{1}{\omega\ C_1} + \frac{1}{\omega\ C_2} = R_1 \quad \text{en} \quad R_2 + R_3 = \frac{1}{\omega\ C_3}\ ,$$

terwijl bovendien gezorgd wordt voor:

$$R_1 = 2\ R_2 = 2\ R_3 \text{ en}$$
$$C_1 = C_2 = 2\ C_3\ .$$

Daardoor bereikt men, dat de spanning V_{R_1} op R_1 gelijk is aan de spanning V_{C_3} op C_3, terwijl beide symmetrisch zijn ten opzichte van aarde en bovendien de phaseverschuiving tusschen V_{R_1} en V_{C_3} juist 90° is.

Bij een kathodestraalbuis is de evenredigheidsfactor tusschen spanning en uitwijking niet dezelfde voor beide paren afbuigplaten. Daardoor zal de spiraal, die ontstaat, „ovaal" zijn. Door nu aan de gevoeligste plaatjes de spanning V_{R_1} toe te voeren, die regelbaar is met de potentiometer R_0, kan men dit verschil compenseeren, waardoor de spiraal „rond" wordt.

Beschrijving der schakeling

Het schema der schakeling vindt men in *fig. 3*.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Van het hoogspanningsapparaat, dat de anodespanning levert, wordt de positieve pool geaard. Bevindt zich de schakelaar S_1 in de stand *1*, dan kan men met behulp van de potentiometer R_4 de spanning van het rooster g der kathodestraalbuis regelen, en daarmede de straalstroomsterkte instellen. Zet men de schakelaar S in de stand *2*, dan wordt g ongeveer 200 V negatief ten opzichte der kathode K en de straalstroom wordt daardoor onderdrukt.

Met schakelaar S_2 in stand *1*, treedt er door omschakelen van S_1 uit stand *2* naar stand *1*, waarbij

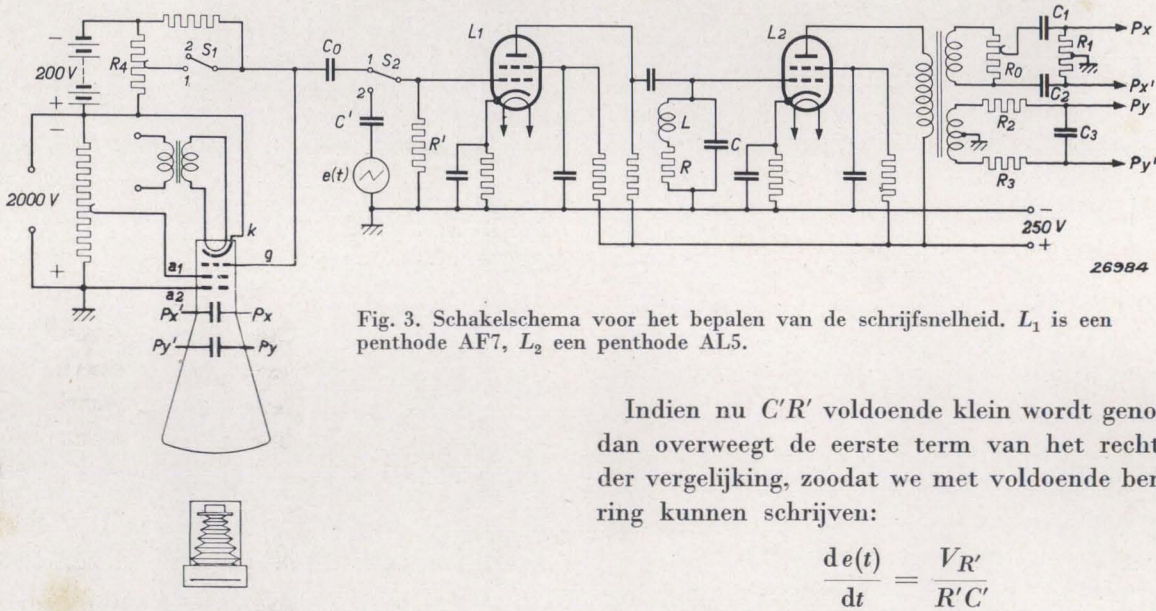


Fig. 3. Schakelschema voor het bepalen van de schrijfsnelheid. L_1 is een penthode AF7, L_2 een penthode AL5.

tevens de ingestelde straalstroom gaat loopen, een spanningsstoot op het rooster der lamp L_1 op. Daardoor wordt de trillingskring L, R, C aangestooten, zoodat op de primaire wikkeling van de transformator in de anodekring van L_2 de gewenschte gedempte sinustrilling ontstaat. Op de condensator C_0 treedt een spanning van ruim 2 000 V op, waarop deze berekend dient te zijn.

Voor een goede instelling van de camera is het wenschelijk, op de spiraal zelf te kunnen scherp stellen. Hiertoe is het noodig, ook een permanent beeld van de spiraal op het scherm van de kathodestraalbuis te kunnen verkrijgen. Om dit te bewerkstelligen wordt met behulp van schakelaar S_2, in stand *2* geplaatst, via de condensator C' een zaagtandspanning-generator $e(t)$ aangesloten. Deze zaagtandspanning $e(t)$ geeft, indien R' en C' oordeelkundig gekozen worden, periodieke stooten aan L_1 met een frequentie, afhankelijk van de frequentie van de zaagtandspanning. Voor de kring, waarin deze spanning werkt, geldt:

$$e(t) = V_{C'} + V_{R'},$$

waarin $V_{C'}$ de spanning op de condensator C' is en $V_{R'}$ die op R'.

Met behulp van $V_{C'} = \int \frac{i}{C'}\,\mathrm{d}t$, waarin i de heerschende stroomsterkte is en $i = V_{R'}/R'$, kunnen we schrijven:

$$e(t) = \int \frac{V_{R'}}{R'C'}\,\mathrm{d}t + V_{R'}, \quad \text{of gedifferentiëerd:}$$

$$\frac{\mathrm{d}\,e(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{V_{R'}}{R'C'} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}V_{R'}.$$

Indien nu $C'R'$ voldoende klein wordt genomen, dan overweegt de eerste term van het rechterlid der vergelijking, zoodat we met voldoende benadering kunnen schrijven:

$$\frac{\mathrm{d}\,e(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{V_{R'}}{R'C'}$$

De spanning, die op R' staat, dus aan het rooster van L_1 wordt toegevoerd, is derhalve evenredig met het differentiaalquotiënt van de spanning $e(t)$ naar de tijd.

De vorm van de spanning $e(t)$ als functie van de tijd is in *fig. 4a* aangegeven, terwijl in fig. 4*b* het verloop van $V_{R'}$ als functie van t voor voldoend kleine waarde van $C'R'$ geteekend is. De laatste figuur laat duidelijk het optreden van periodieke stooten

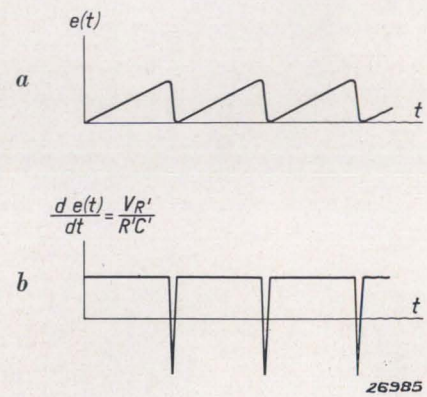


Fig. 4. Verloop van de zaagtandspanning $e(t)$ en haar afgeleide $\mathrm{d}e/\mathrm{d}t$ als functie van de tijd.

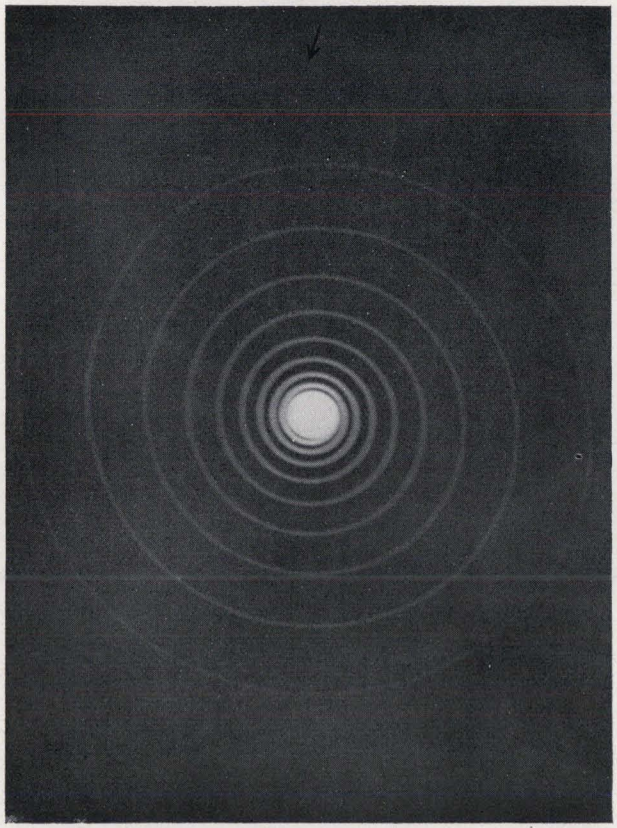
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zien. Elk dezer stooten geeft aanleiding tot het éénmaal doorloopen van de spiraal. Daardoor ontstaat op het scherm van de buis een permanent beeld. Wordt de tijd tusschen twee stooten korter gemaakt, dan noodig is voor het practisch geheel uittrillen van de kring, dan kan de vlek zijn ruststand niet meer bereiken. De spiraal vertoont in het midden geen punt meer, maar eindigt op een willekeurig punt van een winding. Een aardig effect wordt nu verkregen, indien de stootfrequentie continu veranderd wordt. Men ziet dan de spiraal zich van binnen uit afwikkelen.

Bij een opname gaat men nu als volgt te werk. S_1 wordt in stand *1*, S_2 in stand *2* ingesteld en het fotografisch apparaat op de spiraal van het scherm scherp ingesteld, en na afsluiting der lens worden plaat of film ingebracht. Men stelt nu S_1 op *2* en S_2 op *1*, opent de sluiter en schakelt S_1 over naar *1*, waardoor de spiraal éénmaal op het scherm beschreven wordt; daarna wordt S_1 in stand *2* teruggebracht. *Fig. 5* geeft een opname op de beschreven manier verkregen aan een Philips kathodestraalbuis DG 16 met groen fluoresceerend scherm. De bereikte schrijfsnelheid bedraagt (verg. (5)): $v = \varrho \cdot 2\,\pi f = 3{,}5 \cdot 2\,\pi \cdot 1000 = 22000$ cm/sec $= 220$ m/sec. Neemt men de opname bijv. zesmaal verkleind op, dan wordt, onder overigens gelijke omstandigheden, de maximale snelheid, die zich nog fotografeeren laat, ongeveer driemaal zoo groot, als bij een opname in natuurlijke grootte.

Bij metingen volgens dit principe kan men de maximale schrijfsnelheid bepalen als functie van de anodespanning en straalstroomsterkte bij allerlei buistypen. Bovendien geeft deze methode eenerzijds een middel om bij een bepaalde fluoresceerende stof, die in de kathodestraalbuis is gebruikt, het gevoeligste fotografische materiaal uit te zoeken, anderzijds om de kwaliteit van verschillende fluoresceerende stoffen te vergelijken.



26986.

Fig. 5. Opname ter bepaling van de schrijfsnelheid van een kathodestraalbuis DG 16. Straalstroomsterkte 50 μA. Anodespanning 2000 V. Vergrooting bij de opname is 1 : 1, lichtsterkte van de lens 1 : 6,3. Agfa Isochroom plaat. $\omega = 2\,\pi f = 2\pi\,1000$. De spiraal is nog juist zichtbaar voor $\varrho = 3{,}5$ cm. Maximale schrijfsnelheid 220 m/sec. (De vergrooting van de afdruk bedraagt 1,3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!